

---

# In-situ-Laserabsorptionsspektroskopie zur $\mu$ s-schnellen Bestimmung von Spezieskonzentrationen und Temperaturen in Verbrennungsmotoren

---

Dissertation

M.Sc. Oliver Witzel

Fachgebiet: Reaktive Strömungen und Messtechnik

Technische Universität Darmstadt

Durchgeführt an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT



---

# **In-situ-Laserabsorptionsspektroskopie zur $\mu$ s-schnellen Bestimmung von Spezieskonzentrationen und Temperaturen in Verbrennungsmotoren**

Vom Fachgebiet Maschinenbau  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaft (Dr. rer. nat.)  
genehmigte

## **DISSERTATION**

vorgelegt von

**M.Sc. Oliver Witzel**

aus Frankfurt am Main

Berichterstatter:	Prof. Dr. Volker Ebert
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. Thomas Walther
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. Andreas Dreizler
Tag der Einreichung:	01. Juli 2013
Tag der mündlichen Prüfung:	20. November 2013

Darmstadt 2014

D17

---

---

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-37453

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3745>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung-Keine kommerzielle Nutzung-Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>





---

Die weltweite Nachfrage nach Kraftfahrzeugen wird eine Million nicht überschreiten – allein schon aus Mangel an verfügbaren Chauffeuren.

Gottlieb Daimler (1834–1900)

**Meinen Eltern**

---



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalisch-Chemischen Institut (PCI) der Universität Heidelberg und später an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig im Rahmen eines von der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) geförderten Projekts (Nr. 15970).

Ich danke meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Volker Ebert für die Möglichkeit, meine Arbeit an einem derart spannenden Thema durchführen zu können und für die Freiheit, meine Arbeit selbstständig zu gestalten. Außerdem gilt ihm mein Dank für die kritischen Fragen und konstruktiven Vorschläge, die meist eine Menge Arbeit nach sich zogen, letztendlich jedoch auch meist eine deutliche Verbesserung mit sich brachten.

Herrn Prof. Dr. Thomas Walther danke ich für die sofortige Bereitschaft, trotz der großen räumlichen Entfernung als Gutachter zur Verfügung zu stehen. Ein weiterer Dank geht an Herrn Prof. Dr. Andreas Dreizler, zum einen für die Begleitung meiner Arbeit und zum anderen für die Ermöglichung der Messungen an dem Motorprüfstand seines Fachgebiets.

Besonderer Dank gilt Pascal für die viele Zeit, die er sich am Anfang meiner Promotion genommen hat, aber auch für die Zeit darüber hinaus in der gemeinsam verbrachten Freizeit, die zu einer anhaltenden Freundschaft geführt hat.

Des Weiteren geht mein Dank an Alex K., der in den letzten Jahren sowohl die Hoch- als auch die Tiefpunkte mit mir teilte und der stets noch die nötige Portion Humor hatte, um auch über diverse Hindernisse hinwegzukommen.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen derzeitigen und ehemaligen Kollegen an der PTB, dem PCI und am Center of Smart Interfaces (CSI) der Technischen Universität Darmstadt: Steven, Jens, Sören, Benni, Andrea, Alex L., Javis, Oliver, Viktor, Anton, Olav, Matthias, Bernhard, Anne R., Karl, Michi und Anne S. ebenso wie auch bei allen, die an den jeweiligen Motorenprüfständen die Umsetzung dieser Arbeit mit ermöglicht haben. Dies waren am Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen: Prof. Dr. Christof Schulz, Prof. Dr. Sebastian Kaiser, Christian, Dennis und Martin G.; am (CSI): Elias und Brian.

Ein besonders herzlicher Dank gilt den wichtigsten Menschen in meinem Leben, meiner Freundin Claudia, die mir stets Mut zugesprochen und mich in meiner Arbeit bestärkt hat sowie meinen Eltern, Claudia und Jürgen, die mir von Geburt an zur Seite standen und durch deren Unterstützung und Förderung mein beruflicher Werdegang möglich wurde.

Braunschweig, im Juli 2013

Oliver Witzel



---

## Kurzzusammenfassung

Optische Messsysteme zur Gasanalyse bei Verbrennungsmotoren bieten durch die Möglichkeit einer schnellen berührungsfreien Untersuchung großes Potenzial zur Optimierung des Verbrennungsprozesses und emissionsreduzierender Verfahren wie beispielsweise der Abgasrückführung (AGR). Für die Optimierung der AGR wird eine Gasanalyse durch transportable Spektrometer benötigt, die ohne aufwendige und fehleranfällige Kalibrationen auskommen. Die Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) bietet durch den Einsatz abstimmbarer Diodenlaser eine probenahme- und kalibrationsfreie In-situ-Bestimmung absoluter Gasspezieskonzentrationen und Gastemperaturen. Transmissionschwankungen und zusätzliche Hintergrundemission können zudem direkt mit dem gemessenen Signal bestimmt und korrigiert werden.

Durch die ausgezeichneten Voraussetzungen von TDLAS für die innermotorische Gasanalyse wurden in dieser Arbeit mehrere TDLAS-Spektrometer entwickelt, die eine Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und Gastemperatur mit Zeitauflösungen von bis zu  $33\text{ }\mu\text{s}$  direkt im Brennraum ermöglichen. Im Gegensatz zu bisherigen Verfahren erfolgte die Bestimmung der Konzentration und der Temperatur ohne Probenahme und Kalibrierung, rein aus Messgrößen und spektroskopischen Daten. Dafür wurde ein Teil dieser benötigten spektroskopischen Daten experimentell bestimmt. Anschließend fand eine Validierung der Leistungsfähigkeit der Spektrometer sowohl an beheizbaren Hochdruckzellen unter Laborbedingungen als auch unter Realbedingungen an zwei Einzylinderforschungsmotoren statt. Zum Einsatz kamen drei unterschiedliche Laser, Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL) und Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) bei  $1370\text{ nm}$  respektive  $1392\text{ nm}$ . Gleichzeitig wurde eine ausführliche Untersuchung der Einsetzbarkeit und der Vorteile beider Lasersysteme durchgeführt.

Bei den Einzylindermotoren und Drehzahlen von  $800\text{--}2000\text{ min}^{-1}$  konnte eine Kurbelwinkelauflösung von unter  $1^\circ\text{ KW}$  in einem untersuchten Temperatur- und Druckbereich von  $300\text{--}1750\text{ K}$  bzw.  $0,05\text{--}0,8\text{ MPa}$  erreicht werden, so dass eine zeitlich hochaufgelöste Untersuchung des gesamten Motorzyklus mit Ausnahme der Verbrennung möglich wurde.  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen zwischen  $500$  und  $116000\text{ ppm}$  bei Detektionsgrenzen von  $130\text{ ppm}$  zu Beginn der Kompressionsphase zeigen den großen Dynamikbereich, der mit den Spektrometern erreicht werden kann. Im Vergleich zu bisherigen Messtechniken können mehrere hundert direkt aufeinanderfolgende Motorzyklen einzeln untersucht werden, um sowohl intra- als auch interzyklische Schwankungen der AGR-Rate zu bestimmen.

Des Weiteren gelang der Einsatz an einem BMW-Serienmotor bei Drehzahlen bis  $3600\text{ min}^{-1}$ . Zur Nutzung der verfügbaren optischen Zugänge wurde eine faseroptische Schnittstelle entwickelt, die eine Umlenkung des Laserstrahls direkt im Brennraum erlaubt. Messungen bis  $-100^\circ\text{ KW}$  in der frühen Phase der Kompression ermöglichten einen Vergleich der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration mit Ergebnissen aus vorhandenen null- und eindimensionalen Modellen zur Simulation der AGR-Rate. Durch die signifikanten Abweichungen der Modelle untereinander verdeutlicht sich die Notwendigkeit einer unabhängigen Messtechnik zum besseren Verständnis, zur Optimierung und zur Validierung von Simulationsmodellen.



---

## Abstract

Due to fast and contact-free measurement optical sensors offers powerful advantages in gas analysis for combustion engines investigations. These were used for optimization of combustion processes and emission reducing techniques *e.g.* exhaust gas recirculation (EGR). For the optimization of EGR a portable spectrometer is required, which is not depending on time consuming calibrations. Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) provides these sampling- and calibration-free *in situ* measurements of absolute gas species concentration and temperatures. Variations in transmission and background emission can be determined and corrected directly with the measured signal.

Because TDLAS provides excellent conditions for the in-cylinder gas analysis several TDLAS-based spectrometers were developed to determine the H<sub>2</sub>O concentration and gas temperature with temporal resolutions down to 33  $\mu$ s directly in the combustion chamber. Contrary to previous techniques the concentration and temperature can be determined only by the measured signal and spectroscopic data without sampling and calibration. Therefore parts of the required spectroscopic data were determined experimentally. The performance of the spectrometer was validated under lab conditions at a heatable high pressure cell as well as under real conditions in two single cylinder research engines. These measurements were performed with three different lasers, distributed feedback laser diode (DFB-DL), and vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) at 1370 nm and 1392 nm, respectively. At the same time a detailed study of the feasibility and the advantages of both laser systems was performed.

For the single-cylinder engines and a speed of 800–2000 rpm, a crank angle resolution of less than one crank angle degree (CAD) was achieved in a temperature and pressure range from 300–1750 K and 0.05–0.8 MPa, respectively. This allows a high time-resolved investigation of the entire engine cycle with the exception of the combustion itself. H<sub>2</sub>O concentrations from 500–116000 ppm with detection limits of 130 ppm at the beginning of the compression phase show the wide dynamic range of the spectrometers. Compared with previous measurement techniques several hundred consecutive engine cycles can be examined individually to determine both intra- and inter-cycle fluctuations in the EGR rate.

Furthermore, measurements of the spectrometer were performed at a BMW production engine at speeds up to 3600 rpm. To use the available optical access posts a fiber-optic interface has been developed which allows a deflection of the laser beam directly in the combustion chamber. Measurements up to –100 CAD in the early compression phase allow a comparison of the measured H<sub>2</sub>O concentration with results from existing zero- and one-dimensional models for simulations of the EGR rate. The significant differences between the theoretical models among themselves indicated the need for an independent measurement technique for better understanding, optimization, and validation of theoretical models.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>I</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Der Verbrennungsmotor .....	7
2.1.1 Viertaktprinzip .....	7
2.1.2 Schadstoffentstehung .....	10
2.1.3 Maßnahmen zur Verringerung der Schadstoffemission .....	12
2.2 Diodenlaser und verwendete Lasertypen .....	15
2.2.1 Funktionsprinzip von Diodenlasern .....	16
2.2.2 Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL) .....	18
2.2.3 Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) .....	19
2.3 Grundlagen der Molekülspektroskopie .....	20
2.3.1 Das Lambert-Beer-Gesetz .....	20
2.3.2 Linienform und Verbreiterungsmechanismen .....	21
2.3.3 Linienstärke .....	24
2.4 In situ Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) .....	25
2.4.1 Besonderheiten bei In-situ-Messungen .....	27
2.4.2 Zwei-Linien-Thermometrie .....	28
<b>3 Linienselektion und Laser-Charakterisierung</b>	<b>31</b>
3.1 Linienselektion .....	32
3.1.1 Linienselektion zur H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung .....	33
3.1.2 Linienselektion für die Zwei-Linien-Thermometrie .....	35
3.2 Lasercharakterisierung .....	36
3.2.1 DFB-DL bei 1 370 nm für den H <sub>2</sub> O-Nachweis .....	37
3.2.2 VCSEL bei 1 370 nm für den H <sub>2</sub> O-Nachweis .....	39
3.2.3 VCSEL bei 1 392 nm für die Zwei-Linien-Thermometrie .....	41
<b>4 Spektrometeraufbau</b>	<b>43</b>
4.1 Verwendete Komponenten .....	43
4.2 Datenerfassung und -bearbeitung .....	44
4.3 Datenauswertung .....	45
4.4 Faseroptische Motorschnittstellen .....	47
4.4.1 Schnittstellen für Einzylindermotoren .....	48
4.4.2 Schnittstelle für einen Serienmotor .....	52

<b>5</b>	<b>In-situ-Messungen an Einzylindermotoren</b>	<b>59</b>
5.1	Technische Daten der Einzylindermotoren .....	59
5.1.1	Druck- und Gastemperaturbestimmung im Brennraum .....	60
5.2	Inzylinder-H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung im geschleppten Betrieb .....	62
5.2.1	DFB-DL-basiertes Hygrometer für innermotorische Messungen .....	62
5.2.2	VCSEL-basiertes Hygrometer für innermotorische Messungen .....	71
5.2.3	Einfluss der Modulationsfrequenz .....	78
5.2.4	Messungen am Einzylindermotor des RSM .....	83
<b>6</b>	<b>Optische Temperaturbestimmung</b>	<b>91</b>
6.1	Vorarbeiten .....	91
6.1.1	Heizbare Hochdruckzelle .....	91
6.1.2	Bestimmung benötigter Linienparameter .....	94
6.2	Validierung der optischen Temperaturbestimmung .....	102
6.3	Einsatz am Einzylindermotor des RSM .....	110
6.3.1	Geschleppter Betrieb .....	111
6.3.2	Gefuehrter Betrieb .....	113
<b>7</b>	<b>Untersuchungen im gefuehrten Betrieb</b>	<b>117</b>
7.1	Inzylinder-H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung .....	117
7.1.1	Ansaug- und Kompressionstakt .....	118
7.1.2	Ausstoßtakt .....	121
7.2	Inzylinder-CO-Konzentrationsbestimmung .....	123
7.2.1	Linien Selektion zur CO-Konzentrationsbestimmung .....	123
7.2.2	VCSEL bei 2365 nm für den CO-Nachweis .....	124
7.2.3	Inzylinder-CO-Nachweis im Ausstoßtakt .....	125
<b>8</b>	<b>In-situ-Messungen an einem Serienmotor</b>	<b>129</b>
8.1	Modellrechnungen .....	130
8.2	Inzylinder-H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung .....	131
<b>9</b>	<b>Unsicherheitsbetrachtung</b>	<b>139</b>
9.1	Unsicherheitsberechnung: Konzentrationsbestimmung .....	139
9.1.1	Virialgleichung .....	142
9.2	Unsicherheitsberechnung: Linienparameter .....	144
9.3	Unsicherheitsberechnung: Zwei-Linien-Thermometrie .....	147
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>149</b>
10.1	Ausblick .....	153
	<b>Anhang</b>	<b>155</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>165</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>171</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>173</b>
	<b>Wissenschaftlicher Werdegang</b>	<b>181</b>

# Nomenklatur

## Lateinische Zeichen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$A$	$\text{cm}^{-2}$	Linienfläche
$A(\nu)$	%	Spektrale Absorption
$B$	$\text{cm}^3/\text{mol}$	Erster Virialkoeffizient
$c$	ppm	Konzentration
$\langle c \rangle$	ppm	Mittlere Konzentration
$C$	$\text{cm}^3/\text{mol}$	Zweiter Virialkoeffizient
$c_0$	m/s	Lichtgeschwindigkeit
$D$	$\text{cm}^3/\text{mol}$	Dritter Virialkoeffizient
$E$	J, $\text{cm}^{-1}$	Grundzustandsenergie
$E(t)$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$	Zeitabhängige Hintergrundemission
$E_g$	eV	Energielücke
$\Delta E_\tau$	eV	Energieunschärfe
$f_{\text{mod}}$	Hz	Modulationsfrequenz
$G$	—	Gütezahl
$G_x$	—	Gütezahlfaktor
$g$	—	Entartung
$g_G(\nu)$	$\text{Hz}^{-1}$	Gauß-Funktion
$g_L(\nu)$	$\text{Hz}^{-1}$	Lorentz-Funktion
$g_V(\nu)$	$\text{Hz}^{-1}$	Voigt-Funktion
$h$	J·s	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar$	J·s	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
$I(\nu)$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-1})$	Gemessene spektrale Intensität
$I_0(\nu)$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-1})$	Spektrale Ausgangsintensität
$k$	—	Erweiterungsfaktor
$k(\nu)$	$\text{cm}^{-1}$	Absorptionskoeffizient
$k_B$	$\text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$	Boltzmann-Konstante
$KW$	°	Kurbelwinkelbereich
$L$	m	Absorptionslänge
$l$	m	Etalonlänge
$m$	kg	Masse
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
$M$	Nm	Drehmoment
$n$	—	Temperaturkoeffizient
$N$	—	Absorberanzahl
$N_A$	$\text{mol}^{-1}$	Avogadro-Konstante
$N_G$	—	Gesamtteilchenzahl
$n_{\text{Medium}}$	—	Brechungsindex
$n_p$	—	Polytropenkoeffizient

$N_V$	Molekül/m <sup>3</sup>	Absorberzahldichte
$p$	Pa	Druck
$p_0$	Pa	Referenzdruck (0,1 MPa)
$Q(T)$	–	Zustandssumme
$R$	J/(mol·K)	Universelle Gaskonstante
$rF$	%	Relative Feuchte
$R_{ij}$	–	Übergangsmatrix
$S(T)$	cm <sup>-1</sup> /(Molekül·cm <sup>-2</sup> )	Temperaturabhängige Linienstärke
$s_F$	cm <sup>-1</sup> /atm	Steigung der Ausgleichsgeraden (Verbreiterungskoeff.)
$s_G$	ppm/°KW	Steigung der Ausgleichsgeraden (Gütefaktor)
$s_T$	–	Steigung der Ausgleichsgeraden (Temperaturkoeff.)
$t$	s	Zeit
$T$	K	Temperatur
$T(\nu)$	%	Spektrale Transmission
$T_0$	K	Referenztemperatur (296 K)
$Tr(t)$	W/(m <sup>2</sup> ·s)	Zeitabhängige Transmission
$u$	%	Messunsicherheit mit $k = 1$
$U$	%	Messunsicherheit mit $k = 2$
$V$	m <sup>3</sup>	Volumen
$V_m$	m <sup>3</sup> /mol	Molares Volumen
$W_i$	Nm	Innere Arbeit
$x_{AGR}$	%	Abgasrückführtrate

## Griechische Zeichen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$\gamma$	cm <sup>-1</sup>	Linienbreite
$\gamma_{C_x}^0$	cm <sup>-1</sup>	Stoß-Verbreiterungskoeffizient
$\gamma_{0C}$	cm <sup>-1</sup>	Stoß-Linienbreite bei $p_0$ und $T_0$
$\gamma_C$	cm <sup>-1</sup>	Stoß-Linienbreite
$\gamma_D$	cm <sup>-1</sup>	Doppler-Linienbreite
$\gamma_{Nat}$	cm <sup>-1</sup>	Natürliche Linienbreite
$\gamma_V$	cm <sup>-1</sup>	Voigt-Linienbreite
$\epsilon_0$	A·s/(V·m)	Elektrische Feldkonstante
$\nu_0$	cm <sup>-1</sup>	Spektrale Position der Linienmitte
$\epsilon$	–	Verdichtungsverhältnis
$\kappa$	–	Isentropenkoeffizient
$\lambda$	–	Luftzahl
$\rho$	g/cm <sup>3</sup>	Dichte
$\sigma$	ppm	Standardabweichung
$\sigma(\nu)$	m <sup>2</sup>	Absorptionsquerschnitt
$\tau$	s	Lebenszeit
$\nu$	cm <sup>-1</sup>	Spektrale Position
$\phi(\nu - \nu_0)$	cm <sup>-1</sup>	Linienformfunktion

---

**Indizes**


---

Symbol	Bezeichnung
C	Collison (Stoß)
D	Doppler
<i>i</i>	Laufvariable
<i>j</i>	Laufvariable
<i>k</i>	Laufvariable
krit	Kritisch
max	Maximal
min	Minimal
mix	Mischung
rel	Relativ
<i>x</i>	Laufvariable

---

**Chemische Symbole**


---

Symbol	Bezeichnung
CH <sub>4</sub>	Methan
CH-Radikale	Kohlenstoff-Radikale
CO	Kohlenmonoxid
CO <sub>2</sub>	Kohlendioxid
H	Atomarer Wasserstoff
H <sub>2</sub>	Molekularer Wasserstoff
H <sub>2</sub> O	Wasser
HC	Kohlenwasserstoff
N	Atomarer Stickstoff
N <sub>2</sub>	Molekularer Stickstoff
NO	Stickstoffmonoxid
NO <sub>2</sub>	Stickstoffdioxid
NO <sub>x</sub>	Stickoxide
O	Atomarer Sauerstoff
O <sub>2</sub>	Molekularer Sauerstoff
OH	Hydroxyl-Radikal

---

**Abkürzung**


---

Symbol	Bezeichnung
ADC	Analog-to-Digital Converter
AGR	Abgasrückführung
AiF	Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen
AÖ	Auslass öffnet
AR-Coating	Anti-Reflexionsbeschichtung
AS	Auslass schließt
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BMW	Bayrische Motoren Werke
BP	Betriebspunkt
CARS	Coherent Anti-Stokes-Raman Spectroscopy
CSI	Center of Smart Interfaces

---

cw	Continuous wave
DAQ	Data Acquisition
DFB-DL	Distributed Feedback Diodenlaser
dTDLAS	Direct Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
ECDL	External Cavity Diode Laser
EÖ	Einlass öffnet
ES	Einlass schließt
FSR	Freier Spektralbereich
FTIR	Fourier-Transform Infrarot-Spektroskopie
FVV	Forschungsvereinigung Verbrennungsmotoren
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement
HWHM	Half Width at Half Maximum
ICL	Interband Cascade Laser
IVG	Institut für Verbrennung und Gasdynamik
KW	Kurbelwinkel
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LOT	Oberer Totpunkt des Ladungswechsels
MB	Megabyte
MEMS	Micro-Elektro-Mechanical System
MIR	Mittleres Infrarot
MS	Mega-Sample
NIR	Nahes Infrarot
OD	Optische Dichte
OT	Oberer Totpunkt
PKW	Personenkraftwagen
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
PXI	PCI extension for instrumentation
QCL	Quantum Cascade Laser
rF.	Relative Feuchte
RSM	Fachgebiet: Reaktive Strömungen und Messtechnik
SCR	Selektiv katalytische Reduktion
SMSR	Side-Mode Suppression Ratio
SNR	Signal-to-Noise Ratio
TDLAS	Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
TPA	Three-Pressure-Analysis
UT	Unterer Totpunkt
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
VECSEL	Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser
WMS	Wellenlängen-Modulationsspektroskopie
ZLT	Zwei-Linien-Thermometrie
ZOT	Oberer Totpunkt bei Zündung

# 1 Einleitung

Am 29. Januar 1886 erhielt Carl Benz das Patent für das erste motorisierte Fahrzeug vom Kaiserlichen Patentamt in Berlin [1]. Ihm war zu jener Zeit sicher nicht bewusst, welche weitreichende Erfindung er gemacht hatte und welchen Siegeszug sein gerade einmal 0,8 PS starkes Gefährt in den nächsten Jahrzehnten antreten würde. Aufgrund der Höchstgeschwindigkeit von 16 km/h und einigen Hindernissen dauerte die erste Fernfahrt von Mannheim nach Pforzheim auf einer Strecke von etwa 104 km, unternommen 1888 von seiner Ehefrau Bertha Benz und ihren gemeinsamen Söhnen, 12 Stunden und 57 Minuten [2]. Doch die über 100jährige Weiterentwicklung dieser Antriebstechnik hat inzwischen zu einer enormen Leistungs- und Effizienzsteigerung geführt und das Auto zum wichtigsten Transportmittel in Europa und weiten Teilen der Welt werden lassen [3].

Die Anzahl der Kraftfahrzeuge weltweit hat 2010 eine Milliarde überschritten – Tendenz weiter steigend. Es wird sogar über eine Verdoppelung der bisherigen Kraftfahrzeuge innerhalb der nächsten 20 Jahre spekuliert, vor allem bedingt durch den rasanten Anstieg der Neuzulassungen in China und Indien [4].

Ungeachtet der Erfolge in der Entwicklung alternativer Antriebssysteme sind sich Experten einig, dass der Verbrennungsmotor auch in absehbarer Zukunft noch einen Großteil der Antriebsaggregate von Kraftfahrzeugen ausmachen wird, wenn auch immer häufiger als Teil eines hybriden Antriebssystems [5]. Zurückzuführen ist dies vor allem auf die hohe Energiedichte, aber auch auf die einfache Verteil- und Lagerfähigkeit des Kraftstoffs. Zusätzlich trägt die gut ausgebaute Versorgungsinfrastruktur ihren Teil zum weiteren Bestehen der Verbrennungstechnik im Kraftfahrzeugbereich bei. Die Weiterentwicklung der Verbrennungstechnik verfügt zudem noch über großes Potenzial in Bezug auf Effizienzsteigerung und Emissionsreduzierung [6].

Im Hinblick auf den sich abzeichnenden, anthropogen verursachten Klimawandel spielen die Abgasemissionen von Kraftfahrzeugen mit Verbrennungsmotoren auch in Zukunft eine zunehmend wichtigere Rolle. In den letzten Jahren wurde nicht nur die Leistungsfähigkeit der Motoren gesteigert, sondern auch die Emissionsrate deutlich gesenkt. Dies steht in direktem Zusammenhang mit den immer strengeren Emissionsgrenzwerten für Kohlendioxid (CO), Kohlenwasserstoffe (HC) und Stickoxide (NO<sub>x</sub>). Die Entwicklung der Abgasgrenzwerte für Personenkraftfahrzeuge (PKW) sowohl mit Benzin- als auch mit Dieselmotor in den letzten 20 Jahren ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Mit der geplanten Einführung der Euro-6-Norm in 2015 werden sich die Abgasgrenzwerte, im Vergleich zur 1992 in Kraft getretenen Euro-1-Norm, bei Benzinmotoren damit um über 60 % reduziert haben. Bei Dieselfahrzeugen wird die Reduzierung sogar über 80 % betragen [7]. Aus diesem Grund sind heutige Motoren mit

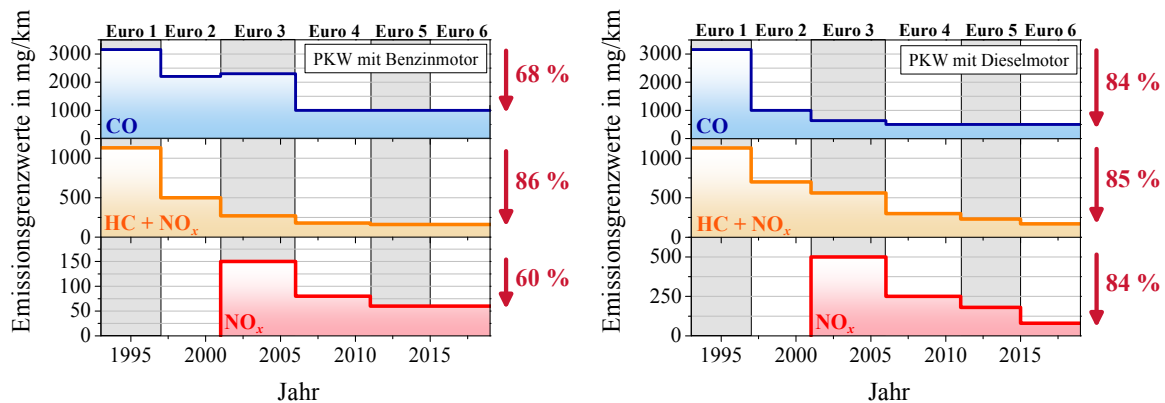


Abbildung 1.1: Übersicht über die Entwicklung der Emissionsgrenzwerte (CO, HC und NO<sub>x</sub>) für PKW mit Benzin- und Dieselmotoren sowie die Reduzierung in Prozent seit Einführung der Grenzwerte [7].

einer Vielzahl an Techniken und Verfahren zur Verringerung des Schadstoffausstoßes ausgestattet. Die Emissionsreduktion durch die direkte Beeinflussung der Verbrennung beispielsweise durch Direkteinspritzung oder eine Ladungsschichtung im Brennraum [8] wird unterstützt durch eine Nachbehandlung des entstehenden Abgases, bei der Katalysatoren mittlerweile zum Standard in modernen Fahrzeugen geworden sind.

Nur durch die Kombination mehrerer Verfahren ist die Einhaltung zukünftiger Emissionsgrenzwerte möglich. Der Ausstoß von NO<sub>x</sub>, für den seit Einführung der Euro-3-Norm in 2001 gesonderte Grenzwerte gelten, kann durch Abgasnachbehandlung allein nicht ausreichend stark reduziert werden. Daher hat sich als zusätzliches emissionsreduzierendes Verfahren sowohl bei Otto- als auch bei Dieselmotoren die Abgasrückführung (AGR) etabliert. Bei dieser Methode wird ein zusätzlicher Teil des Abgases zurück in den Brennraum geleitet. Die hervorgerufene Änderung des Brennverhaltens – wie beispielsweise eine niedrigere Brenntemperatur – führt zu einer reduzierten NO<sub>x</sub>-Entstehung. Die direkte Messung der eingestellten AGR-Rate, d. h. ein Grad der zurückgeführten Abgasmenge, gestaltet sich schwierig, da hierfür eine direkte chemische Analyse des Luft-Abgas-Gemisches noch innerhalb des Brennraums während der Ansaug- und/oder Kompressionsphase erforderlich ist. Durch die Bestimmung der AGR-Rate kann ein besseres Verständnis der AGR erreicht und entsprechende Simulationsmodelle entwickelt und validiert werden.

Eine solch schnelle In-situ-Analyse direkt im Brennraum stellt aufgrund der Geschwindigkeit, mit der die Prozesse im Motor ablaufen, des hohen Drucks, der hohen Temperatur und der schlechten Zugänglichkeit zum Brennraum messtechnisch eine Herausforderung dar. Erste Messungen in diesem Bereich wurden mit schnell getakteten [9,10] oder kontinuierlichen [11] Gasentnahme-Ventilen realisiert. Getaktete Gasentnahme-Ventile besitzen allerdings Mindest-Öffnungszeiten im Millisekunden-Bereich, so dass typischerweise pro Zyklus nur wenige Entnahmen möglich sind. Teilweise ist bei Gasentnahmeventilen die entnommene Gasmenge aus einem Zyklus so gering, dass Gas teilweise über mehrere Zyklen gesammelt werden muss. Damit können Schwankungen zwischen einzelnen Zyklen nicht aufgelöst werden [12]. Außerdem ist besonders die Messung von H<sub>2</sub>O – neben CO<sub>2</sub> eine der Haupt-Gasspezies bei AGR-Untersuchungen – aufgrund der starken H<sub>2</sub>O-Adsorption und einer möglichen Kondensation sehr aufwendig.



In den letzten Jahren wurden daher vermehrt optische Verfahren zur Gasanalyse eingesetzt [13,14], durch die auf eine Extraktion des Gases aus dem Brennraum verzichtet und eine Messung direkt im Prozess durchgeführt werden kann. Bereits in den 80er und 90er Jahren wurden optische Messverfahren, z. B. basierend auf Coherent Anti-Stokes-Raman Spectroscopy (CARS), zur innermotorischen Gasanalyse von  $N_2$ ,  $H_2$ , CO [15] und  $CO_2$  [16] entwickelt. Über die Jahre wurden verschiedenste Methoden von bildgebenden Verfahren wie beispielsweise Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) [17] über räumlich aufgelöste Messungen von Ramanstreuung [18] und CARS [19] bis hin zu Fourier-Transform-Infrarot-Spektroskopie (FTIR) [20,21] an Verbrennungsmotoren eingesetzt. Da diese Messverfahren allerdings große leistungsfähige Laser- und Kamerasysteme oder FTIR-Spektrometer verwenden, sind teilweise entsprechend große optische Zugänge zum Brennraum notwendig. Auch die hohen Kosten für das benötigte Equipment und der aufwendige Transport dieser Systeme schränken die Nutzbarkeit ein. Im Übrigen sind diese Methoden durch die verwendeten Kamerasysteme bzw. Analyseverfahren in ihrer zeitlichen Auflösung begrenzt und können nur stark eingeschränkt für zeitlich hochaufgelöste Untersuchungen einzelner Motorzyklen verwendet werden.

Aus diesen Gründen haben sich vor allem Verfahren auf Basis der Absorptionsspektroskopie bewährt, wodurch kleine, leistungsfähige und transportable Systeme entwickelt werden können [22–26]. Erste Verfahren verwendeten Breitbandlichtquellen [27–30] und später Lasersysteme mit fester Wellenlänge [31–34] zur innermotorischen Gasanalyse von  $H_2O$  und  $CO_2$ . Die Korrektur von Transmissionsschwankungen oder der Einfluss von zusätzlicher Hintergrundemission erfordert aber eine Erweiterung dieser Messtechnik. Da die Korrektur dieser Effekte bei vielen Prozessen stattfindet, setzt sich in neuester Zeit immer mehr der Einsatz der Absorptionsspektroskopie mit in der Wellenlänge abstimmbaren Diodenlasern durch, da hier die Bestimmung von Korrekturfaktoren für Transmissions- oder Hintergrundemissionsschwankungen direkt aus dem Messsignal möglich ist.

In ihrer Wellenlänge weit abstimmbare Systeme auf Basis eines External-Cavity-Diodenlasers (ECDL) wurden zwar für innermotorische Messungen entwickelt, konnten aber durch die geringe spektrale Auflösung nur für die Untersuchung von stark druckverbreiterten Absorptionsbanden genutzt werden [35]. Sensoren auf Basis der Wellenlängen-Modulationsspektroskopie (WMS) konnten mit Zeitauflösung von 133  $\mu s$  für die Inzylinder-Konzentrationsbestimmung verwendet werden [36,37]. Allerdings waren dabei aufgrund der geringen Signalqualität nur Messungen gemittelt über mindestens zehn Motorzyklen möglich.

Des Weiteren sind diese Sensoren, genau wie die Verfahren basierend auf Breitbandlichtquellen oder Lasersystemen mit fester Wellenlänge, auf eine Kalibrierung angewiesen. Diese Kalibrierung gestaltet sich aber gerade für  $H_2O$ -Messungen als sehr aufwendig, da kein stabiles Referenzgas zur Verfügung steht und daher die Verwendung spezieller Feuchtegeneratoren [38] nötig wird. Zudem ist die Kalibrierung über einen sehr großen Druck-, Temperatur- und Konzentrationsbereich durchzuführen. Eine Vielzahl der entwickelten Spektrometer wird daher nur zur Untersuchung des Abgases eingesetzt, da hier die Anforderungen an das Messsystem deutlich reduziert sind [39–42].

Die direkte Absorptionsspektroskopie mit abstimmbaren Diodenlasern (engl. direct Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy, dTDLAS), zeichnet sich mit einer Vielzahl an Vorteilen gegenüber bisherigen Verfahren aus. Allen voran steht die Eigenschaft, eine absolute Konzentrationsbestimmung ohne vorherige Kalibrierung ermöglichen zu können. Des Weiteren wird durch die Verwendung von Lasern eine hohe spektrale Auflösung erreicht, die selbst in komplexen Gasgemischen eine hohe Selektivität ermöglicht. Die schnelle Abstimmbarekeit der Diodenlaser über die Modulation des Betriebsstroms erlaubt hohe Zeitaufösungen bis in den  $\mu\text{s}$ -Bereich. Zudem bietet diese Technik die Möglichkeit, selbst große Lichtverluste entlang der Absorptionsstrecke, zum Beispiel durch Staub, Ruß oder Öl, zu kompensieren.

Aus diesen Gründen sind Sensoren auf TDLAS-Basis in der industriellen Prozessüberwachung weit verbreitet [43], speziell in Verbrennungsprozessen [44–46]. Die Einsatzgebiete reichen dabei von verschiedenen Kraftwerkstypen (Müllverbrennung [47], Kohle- [48] und Gaskraftwerke [49]) über Biomassevergasungsanlagen [50] und technische Flammen [51] bis hin zu Anwendungen an Jet-Triebwerken [52].

Die Anforderungen an die Messtechnik für den Einsatz an Verbrennungsmotoren sind:

- Ausreichende Sensitivität auf relativ kurzen Absorptionsstrecken (5–10 cm)
- Hohe Spezifität zur Vermeidung von Querempfindlichkeiten zu anderen Gasspezies
- Hohe Zeitauflösung für die zyklus-aufgelöste Untersuchung gegen Ende der Kompressionsphase (zeitliche Auflösungen von mindestens 250  $\mu\text{s}$  nötig)
- Robustheit sowohl gegenüber Temperaturen von über 2000 K und Drücken bis 3 MPa als auch gegen Verschmutzung und Vibrationen
- Eignung für Messungen bei einem Druck bis 1 MPa während der Kompressionsphase
- Kompaktheit, Transport- und Anpassungsfähigkeit zum Einsatz an unterschiedlichen Prüfständen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war daher die Entwicklung eines kalibrationsfreien Spektrometers zur zeitlich hochaufgelösten Gasanalyse im Brennraum ( $\Delta t < 250 \mu\text{s}$ ), mit dem Variationen der AGR-Rate zwischen aufeinanderfolgenden Motorzyklen erfasst werden können. Der Hauptteil der Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration als eine der Hauptkomponenten zur Analyse der AGR-Rate. Dabei sind besonders die schnellen Messungen im Überdruckbereich gegen Ende der Kompressionsphase eine zusätzliche Herausforderung.

Neben der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration gilt die Gastemperatur als eine weitere wichtige Größe bei Verbrennungsprozessen, die allerdings an den meisten Prüfständen nicht gemessen werden kann. Daher sollte neben der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration auch die Gastemperatur direkt im Brennraum mittels optischer Messverfahren ermittelt werden. An die optische Bestimmung der Gastemperatur wurden dieselben Anforderungen in Bezug auf Einsetzbarkeit und Zeitauflösung wie für die Konzentrationsbestimmung gestellt.

Als Einsatzgebiet des Spektrometers sind neben Einzylinderforschungsmotoren auch modifizierte Serienmotoren vorgesehen. Die besondere Herausforderung ist, wie eingangs

bereits erwähnt, der Zugang zum Brennraum. Gerade bei Serienmotoren sind nur minimale Änderungen an der Motorgeometrie gewünscht, da sich ansonsten das Brennverhalten zu stark verändert. Eine Lösung kann daher nur durch die Nutzung kleiner minimal invasiver optischer Zugänge erreicht werden.

Nach diesen einleitenden Worten in Kapitel 1 gliedert sich die vorliegende Arbeit wie folgt:

- In Kapitel 2 werden zunächst in zusammengefasster Form die Grundlagen für ein besseres Verständnis dieser Arbeit erläutert. Dazu zählt neben dem Prinzip des Viertakt-Verbrennungsmotors eine genauere Betrachtung der Schadstoffbildung und der Abgasrückführung. Daneben wird auf die Grundlagen der Molekülspektroskopie eingegangen sowie die Funktionsweise von TDLAS zur Konzentrations- und Temperaturbestimmung erläutert.
- Kapitel 3 beschreibt die Anforderungen an die Spektroskopie bei Messungen in Verbrennungsmotoren, die darauf aufbauende Selektion der verwendeten Absorptionslinien für die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsmessung und die Zwei-Linien-Thermometrie sowie die Charakterisierung der verwendeten Laserdioden.
- Der grundsätzliche Aufbau des Spektrometers wird in Kapitel 4 dargestellt. Außerdem wird die allgemeine Vorgehensweise bei der Datenverarbeitung und -auswertung beschrieben.
- In Kapitel 5 werden die durchgeführten Arbeiten und Ergebnisse der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung an zwei Einzylindermotoren im geschleppten Betrieb gezeigt.
- Kapitel 6 geht auf die Bestimmung der Gastemperatur mittels Zwei-Linien-Thermometrie ein. Dabei werden die Vorarbeiten und die Validierung an einem Laboraufbau sowie die Messungen an einem Einzylindermotor im geschleppten und gefeuerten Betrieb diskutiert.
- Mit den aus der Zwei-Linien-Thermometrie gewonnenen Temperaturinformationen kann in Kapitel 7 eine Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im gefeuerten Betrieb durchgeführt werden.
- Die Beschreibung des zur Verfügung stehenden Serienmotors mit zwei optischen Zugängen sowie die durchgeführten Messungen bei verschiedenen Betriebspunkten und die erlangten Ergebnisse erfolgen in Kapitel 8.
- Im Anschluss wird in Kapitel 9 auf Details zur Bestimmung der Unsicherheit der durchgeführten Messungen eingegangen.
- Abschließend werden die in dieser Arbeit erreichten Ergebnisse in Kapitel 10 zusammengefasst.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen zum besseren Verständnis der Arbeit vermittelt. Am Beginn steht die kurze Vorstellung des Prinzips des Verbrennungsmotors, der als Grundlage für die durchgeführten Untersuchungen verwendet wurde. Dabei stehen vor allem die Schadstoffentstehung sowie Möglichkeiten der Schadstoffreduktion im Vordergrund. Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Funktionsprinzip und der Auswahl der verwendeten Diodenlaser, bevor im dritten Teil auf die Grundlagen der Molekülspektroskopie eingegangen wird. Der letzte Teil dieses Kapitels behandelt die Theorie und Umsetzung der Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS), die für die Konzentrations- und Temperaturbestimmung eingesetzt wird.

---

### 2.1 Der Verbrennungsmotor

---

Ein Großteil der Kraftfahrzeuge weltweit nutzt als Antriebssystem Verbrennungsmotoren auf Basis des Viertaktprinzips. Die in der vorliegenden Arbeit gezeigten Erläuterungen zu Funktionsprinzip, Schadstoffentstehung und Abgasrückführung können aufgrund der Komplexität heutiger Verbrennungsmotoren nur eine zusammengefasste Übersicht über das Thema bieten. Für eine vertiefende Betrachtung empfiehlt sich daher weiterführende Literatur [53,54].

---

#### 2.1.1 Viertaktprinzip

---

Ein Viertaktmotor bezeichnet einen Verbrennungsmotor, bei dem der Kreisprozess in vier Takte aufgeteilt ist. Unabhängig voneinander wurde dieses Prinzip bereits 1860 von C. Reithmann [55] und etwa zeitgleich (1861) von A.B. de Rochas entwickelt [56]. Ein Takt bezeichnet dabei die Bewegung des Kolbens von einem Endpunkt des Hubs zum anderen. Die Kurbelwelle vollführt während eines Takts eine halbe Umdrehung. Der komplette Motorzyklus setzt sich aus zwei Umdrehungen der Kurbelwelle – also vier Takten – zusammen. Dieses Prinzip ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Beim Ansaugtakt wird ein Luft-Kraftstoff-Gemisch durch Öffnen der Einlassventile und durch die Abwärtsbewegung des Kolbens in den Brennraum gesaugt. Im folgenden zweiten Takt, der Kompressionsphase, werden die Ventile geschlossen und das Gemisch wird durch die aufwärtsgerichtete Bewegung des Kolbens verdichtet. Im Arbeitstakt wird durch Zündung des Gemischs die Verbrennung eingeleitet. Durch die geschlossenen Ventile und die Expansion des Gases aufgrund der Verbrennung wird der Kolben nach unten gedrückt. Die dadurch

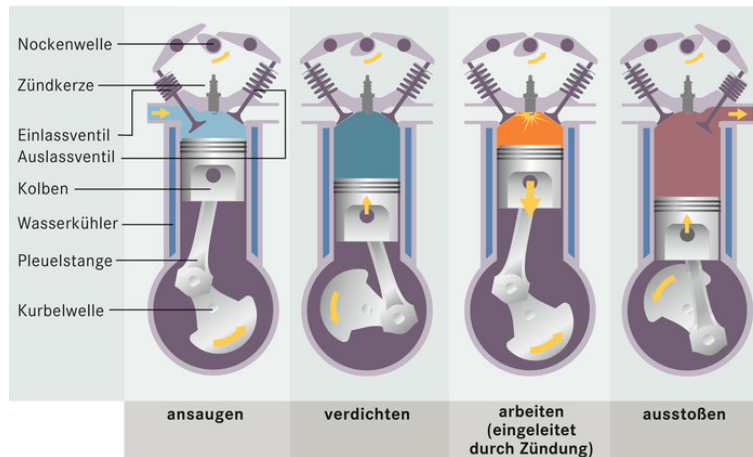


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines Viertakt-Motors [57].

gewonnene Energie wird über die Pleuelstange in eine Drehbewegung der Pleuellstange umgesetzt. Im abschließenden Ausstoßtakt drückt der Pleuellstange in der Aufwärtsbewegung das Pleuellstange durch die geöffneten Pleuellstange aus dem Pleuellstange.

Die aktuelle Kolbenposition wird über die Stellung der Kurbelwelle beschrieben. Diese vollführt in einem Motorzyklus zwei Umdrehungen, d. h. über einen Winkelbereich von  $720^\circ$  Kurbelwinkel (KW). Es gibt zwei gebräuchliche Notationsweisen. Eine der beiden bezeichnet den Beginn des Ansaugtakts mit  $0^\circ$  KW und läuft dann bis zum Ende des Ausstoßtakts ( $+720^\circ$  KW). Die zweite Notation, die auch in vorliegender Arbeit verwendet wird, definiert das Ende des Kompressiontakts als  $0^\circ$  KW. Der Beginn des Ansaugtakts liegt in diesem Fall bei  $-360^\circ$  KW, das Ende des Ausstoßtakts bei  $+360^\circ$  KW (siehe Abbildung 2.2, rechts). Signifikante Stellen in dieser Notationsweise sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Stellung des Kolbens in der untersten beziehungsweise höchsten Position wird als unterer bzw. oberer Totpunkt (UT bzw. OT) bezeichnet. Bei den oberen Totpunkten wird zusätzlich zwischen dem Zünd-OT (ZOT) bei  $0^\circ$  KW und dem Ladungswechsel-OT (LOT) bei  $\pm 360^\circ$  KW unterschieden.

In Abbildung 2.2 ist auf der linken Seite das  $p$ - $V$ -Diagramm für einen Motorzyklus gezeigt. Zu erkennen ist sowohl eine Hochdruck- als auch eine Niederdruckschleife. Die Verlustarbeit, die während des Ladungswechsels geleistet werden muss, wird durch die negative untere

*Tabelle 2.1: Übersicht über die wichtigsten Kolbenpositionen und deren Abkürzung bzw. Zuordnung zum entsprechenden Kurbelwinkel.*

Kurbelwinkel	Kolbenposition	Abkürzung
$\pm 360^\circ$ KW	Oberer Totpunkt des Ladungswechsels	LOT
$-180^\circ$ KW	Unterer Totpunkt (Beginn der Kompression)	UT
$0^\circ$ KW	Oberer Totpunkt des Arbeitstakts	ZOT
$+180^\circ$ KW	Unterer Totpunkt (Beginn des Ladungswechsels)	UT

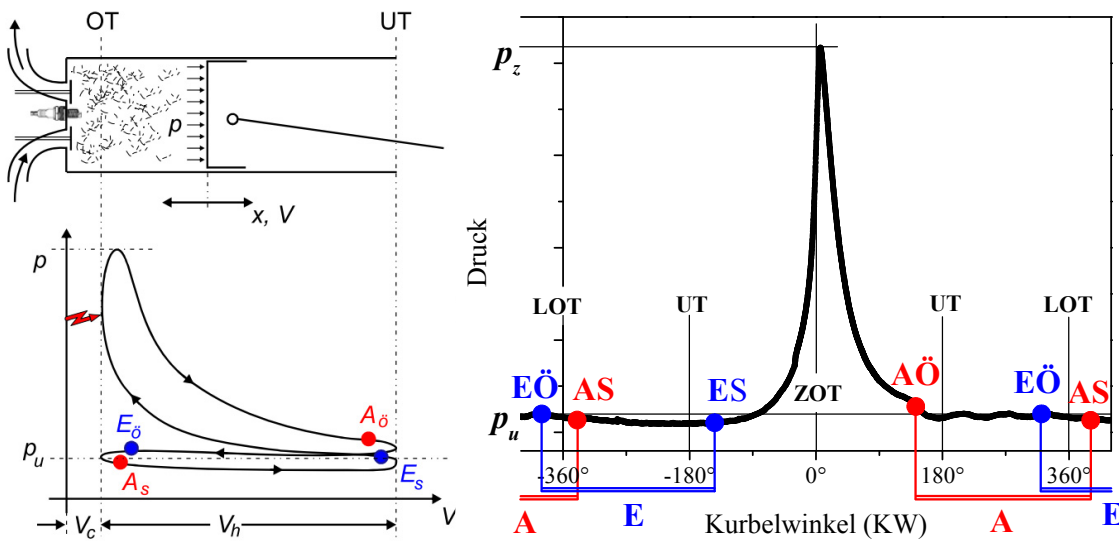


Abbildung 2.2:  $p$ - $V$ -Diagramm und Übersicht des Druckverlaufs eines Motorzyklus mit Ventilsteuerzeiten bei einem Viertaktmotor [58].

Arbeitsfläche dargestellt, während der Kompressions- und Arbeitstakt die obere positive Fläche beschreibt. Die obere Fläche entspricht der vom Gas an den Kolben abgegebenen inneren Arbeit  $W_i$ , abhängig vom Druck  $p$  und dem Zylindervolumen  $V_h$  [54]:

$$W_i = \int p \, dV. \quad \text{Gleichung 2.1}$$

Auf der rechten Seite in Abbildung 2.2 ist der resultierende Druckverlauf zu sehen. Zusätzlich sind in dieser Abbildung auch die Ventilsteuerzeiten der Einlassventile mit EÖ (Einlass öffnet) und ES (Einlass schließt) sowie der Auslassventile mit AÖ (Auslass öffnet) und AS (Auslass schließt) angegeben.

Eine weitere wichtige Kenngröße, besonders für die Betrachtung der Schadstoffbildung, ist die Luftzahl  $\lambda$ , auch als Luftverhältnis oder Kraftstoff-Luft-Verhältnis bezeichnet. Sie beschreibt das Verhältnis von vorhandener und für eine vollständige Verbrennung benötigter Luftmasse  $m_{\text{Luft}}$ :

$$\lambda = \frac{m_{\text{Luft}}}{(m_{\text{Luft}})_{\text{stöchiometrisch}}}. \quad \text{Gleichung 2.2}$$

Am stöchiometrischen Punkt liegt exakt so viel Luft vor, wie für eine vollständige Verbrennung theoretisch gebraucht wird ( $\lambda = 1$ ). Unter realen Bedingungen kommt es allerdings zur lokalen Bildung von inhomogenen Zonen, in denen Luftmangel ( $\lambda < 1$ , fettes Gemisch) oder Luftüberschuss ( $\lambda > 1$ , mageres Gemisch) herrscht. Ottomotoren werden meist mit annähernd stöchiometrischem Luft-Kraftstoff-Verhältnis betrieben und zur Regelung der Leistung wird die Ansaugmenge variiert (Quantitätsregelung). Dieselmotoren hingegen werden mit deutlichem Luftüberschuss betrieben und die Leistungsregelung findet über die Variation der Kraftstoffmenge statt. Tabelle 2.2 fasst die Bedeutung und Bezeichnung der Luftzahl  $\lambda$  zusammen.

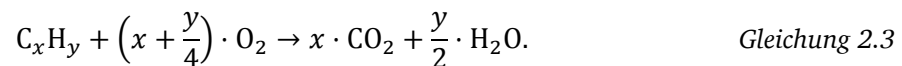
Tabelle 2.2: Übersicht über die Luftzahl  $\lambda$  und ihre Auswirkung auf die Verbrennung.

Luftzahl $\lambda$	Luftanteil	Verbrennung
$\lambda < 1$	Luftmangel	Fette Verbrennung
$\lambda = 1$	Stöchiometrisches Verhältnis	Theoretisch vollständige Verbrennung
$\lambda > 1$	Luftüberschuss	Magere Verbrennung

### 2.1.2 Schadstoffentstehung

Eine detaillierte Beschreibung aller motorrelevanten Schadstoffe sowie deren Entstehung ist in zahlreichen Büchern über Verbrennungsmotoren zu finden [59,60]. Als allgemeine Literatur über Verbrennungsprozesse sei „Technische Verbrennung“ von F. Joos [61] empfohlen. Im Folgenden werden die für diese Arbeit interessanten Prozesse der Schadstoffbildung aus der erwähnten Literatur kurz zusammengefasst.

Bei einer ideal ablaufenden motorischen Verbrennung von Kohlenwasserstoffen (HC) entstehen neben der Wärmeenergie als Produkte lediglich Wasser ( $H_2O$ ) und Kohlendioxid ( $CO_2$ ). Deren Menge hängt hauptsächlich vom H:C-Verhältnis des Kraftstoffes ab. Die Summenformel sowohl für Otto- als auch für Dieseldraftstoffe für eine ideale stöchiometrische Verbrennung liefert in diesem Fall:



Das entstehende  $H_2O$  ist umwelttechnisch völlig unbedenklich.  $CO_2$  hingegen ist zwar für den Menschen ungiftig, gilt aber als mitverantwortlich für die weltweite Klimaerwärmung [62]. Da die Verbrennung im Motor nicht ideal verläuft, entstehen außer  $H_2O$  und  $CO_2$  noch weitere Nebenprodukte. Beim stöchiometrischen Betrieb eines Ottomotors ( $\lambda = 1$ ) entsteht neben Stickoxiden ( $NO_x$ ) und unverbrannten Kohlenwasserstoffen hauptsächlich Kohlenmonoxid ( $CO$ ) durch eine inhomogene Verbrennung. Als weiterer Schadstoff entsteht Ruß, besonders bei inhomogenen Brennverfahren mit  $\lambda < 1$ , wie z. B. bei Dieselmotoren oder geschichteten Ottomotoren mit Direkteinspritzung [59].

Abbildung 2.3 zeigt eine typische Abgaszusammensetzung sowohl bei Otto- als auch bei Dieselmotoren. Es entstehen, wie aus Gleichung 2.3 ersichtlich, durch die Verbrennung große Mengen an  $H_2O$  und  $CO_2$ . Zusätzlich entsteht eine Reihe von Schadstoffen, wobei bei beiden Motorentypen die  $NO_x$ -Emission in derselben Größenordnung liegt, trotz der insgesamt deutlich niedrigeren Gesamtschadstoffmenge des Dieselmotors. In Abbildung 2.4 ist die Schadstoffbildung von  $NO_x$ , HC und CO in Abhängigkeit von der Luftzahl  $\lambda$  aufgetragen. Hier zeigt sich besonders für den stöchiometrischen Fall ein Maximum in der  $NO_x$ -Entstehung, während CO und HC besonders bei sauerstoffarmer Verbrennung auftreten. In den folgenden Abschnitten wird kurz der Entstehungsprozess der einzelnen Schadstoffe (CO, HC und  $NO_x$ ) erläutert.



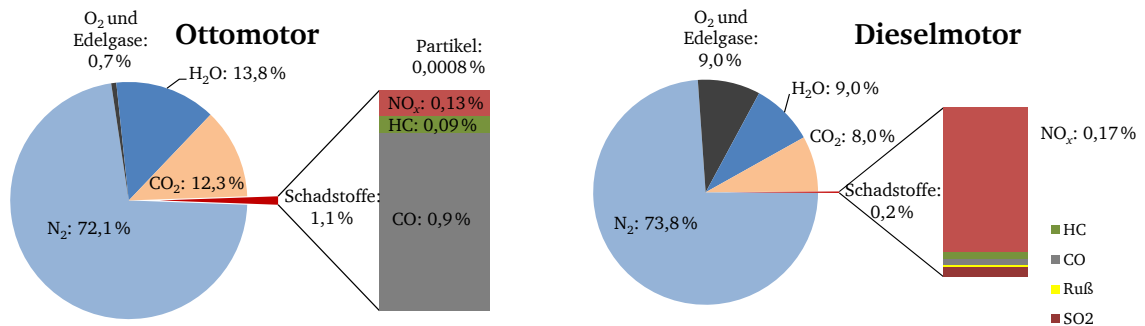


Abbildung 2.3: Exemplarische Abgaszusammensetzung beim Otto- und Dieselmotor [53].

### Kohlenmonoxid

Kohlenmonoxid entsteht als Zwischenprodukt der Kohlendioxidbildung. Die CO-Konzentration ist daher während der Verbrennung am höchsten. Im stöchiometrischen Bereich findet in der Expansionsphase unter Reduktion mit Wasserdampf eine Oxidation zu  $\text{CO}_2$  statt, was als Bruttoreaktion geschrieben werden kann [61]:



Bei Sauerstoffmangel ( $\lambda < 1$ ) kommt es zu einer unvollständigen Verbrennung, so dass CO nicht zu  $\text{CO}_2$  oxidiert wird. Die CO-Oxidation (Gleichung 2.5) steht in direkter Konkurrenz mit der deutlich schneller ablaufenden  $\text{H}_2$ -Oxidation (Gleichung 2.6):



Im mageren Bereich ( $\lambda > 1$ ) läuft die CO-Oxidation nicht mehr in Konkurrenz zur  $\text{H}_2$ -Oxidation ab, so dass die CO-Konzentration in diesem Bereich gering ausfällt.

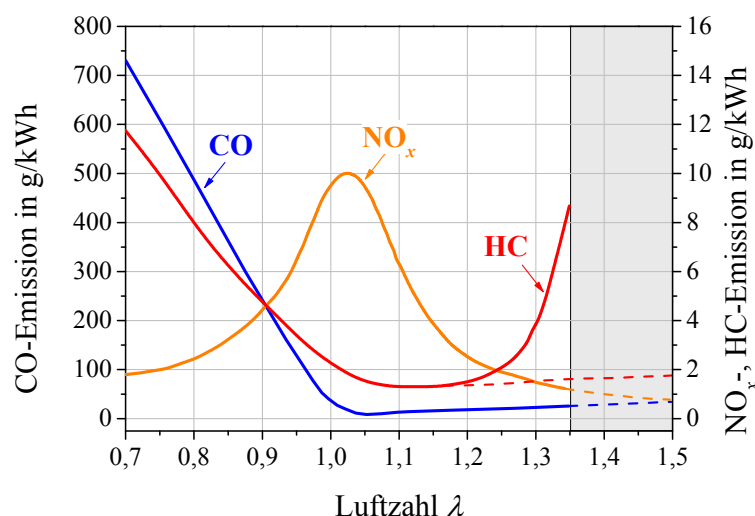


Abbildung 2.4: Schadstoffentstehung beim Ottomotor in Abhängigkeit der Luftzahl  $\lambda$  (nach [63]).

---

### Kohlenwasserstoffe

---

Kohlenwasserstoffe entstehen vorrangig durch eine unvollständig ablaufende Verbrennung. Der Grund hierfür kann beispielsweise das lokale Erlöschen der Flamme sein. Aber auch durch Bildung unterschiedlicher Zwischenprodukte im Reaktionsablauf kann die Entstehung von HC erhöht werden, wenn diese Zwischenprodukte unter lokalen Bedingungen nicht vollständig oxidiert werden [61].

---

### Stickoxide

---

Unter dem Begriff  $\text{NO}_x$  werden im Allgemeinen die in der motorischen Verbrennung in nennenswerten Konzentrationen gebildeten Oxidationsprodukte des Stickstoffs (N), Stickstoffmonoxid (NO) und Stickstoffdioxid ( $\text{NO}_2$ ), zusammengefasst. Als wichtigster Entstehungsmechanismus von  $\text{NO}_x$  gilt die Bildung von thermischem NO, wie sie 1946 von Ya. B. Zeldovich erstmals beschrieben wurde [64]:



Die Gleichungen 2.8 und 2.9 beschreiben die Zeldovich-Kettenreaktion. Bei vorhandenem atomarem Sauerstoff (O) entsteht NO und N aus  $\text{N}_2$ . Danach reagiert der entstandene Stickstoff mit Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) zu NO und O, mit dem der Kreislauf geschlossen wird. Die Grundbedingung für die Entstehung von  $\text{NO}_x$  ist das Vorhandensein von atomarem Sauerstoff. Dieser entsteht bei Temperaturen oberhalb von 2200 K aus molekularem Sauerstoff. Aus diesem Grund ist die  $\text{NO}_x$ -Entstehung eng mit hohen Spitzentemperaturen und dem Vorhandensein von lokalem Luftüberschuss verbunden. Zusätzlich entsteht sogenanntes promptes NO als Nebenreaktion in der Flammenfront durch CH-Radikale, die mit Stickstoffmolekülen weitere Verbindungen bilden, wie erstmals von C. P. Fenimore beschrieben [65]. Promptes NO tritt verstärkt unter fetten Bedingungen ( $\lambda > 1$ ) auf. Zusätzlich kann es noch zur Bildung von NO durch Reaktionen zwischen den im Kraftstoff enthaltenen Stickstoffverbindungen und CH-Radikalen oder  $\text{O}_2$  kommen.

---

#### 2.1.3 Maßnahmen zur Verringerung der Schadstoffemission

---

Die Verminderung der PKW-Schadstoffemissionen kann durch den Einsatz verschiedener Verfahren erreicht werden. Es gibt eine Reihe von Methoden, die auf eine Emissionsreduktion bereits während der Verbrennung zielen. Eine Auflistung möglicher Maßnahmen zur Senkung der Schadstoffemission am Beispiel eines Dieselmotors ist in Tabelle 2.3 aufgelistet. Es ist zu erkennen, dass sich fast alle Maßnahmen sowohl positiv als auch negativ auf die Emission einzelner Schadstoffe auswirken, so dass hier nur Kompromisslösungen erreicht werden können.

Tabelle 2.3: Verschiedene Maßnahmen zur Brennverfahrensoptimierung am Beispiel von Dieselmotoren und deren Einfluss auf die Schadstoffentstehung [59].

Maßnahme	NO <sub>x</sub>	HC / CO	Ruß
Spätere Einspritzung	+	–	–
Abgasrückführung	+	–	–
Gekühlte AGR	+	–	+
Aufladung	–	+	+
Ladeluftkühlung	+	–	+
Piloteinspritzung	o	+	–
Angelagerte Nacheinspritzung	+	o	+
Einspritzdruckerhöhung	o	+	+
Abgesenktes Verdichtungsverhältnis	+	–	+

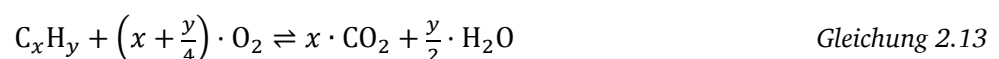
+ Verringerte Emission, – Erhöhte Emission, o keinen Einfluss

Des Weiteren wurden zahlreiche Methoden zur Abgasnachbehandlung entwickelt. Als Beispiel wird hier kurz auf das Funktionsprinzip des Dreiwege-Katalysators eingegangen, der in der heutigen Zeit in fast allen PKWs mit Ottomotoren verbaut ist. Im Anschluss erfolgt die Betrachtung der Abgasrückführung (AGR) als ein Beispiel zur Emissionsreduzierung bei der Verbrennung, für deren Untersuchung im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Messtechnik etabliert wurde.

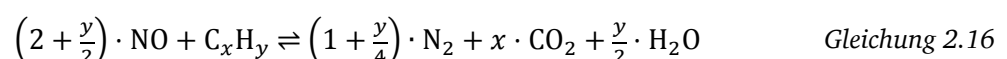
### Dreiwege-Katalysator

Der Dreiwege-Katalysator erlaubt, wie schon am Namen ersichtlich, eine Reduzierung aller drei Schadstoffe (HC, CO, NO<sub>x</sub>). Katalysatoren sind Stoffe, deren Zusatz bereits in sehr geringen Mengen die Geschwindigkeit einer Reaktion beeinflusst. Charakteristisch ist, dass diese Stoffe chemisch unverändert vor und nach der Reaktion in gleicher Menge vorliegen [66]. Durch geeignete Katalysatormaterialien kann erreicht werden, dass bei Anwesenheit von O<sub>2</sub> die Oxidation für CO und HC bei relativ niedrigen Temperaturen abläuft und bei Anwesenheit von CO, H<sub>2</sub> und HC die Reduktion von NO<sub>x</sub> stattfindet [60].

- Oxidation von CO und HC zu CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O:



- Reduktion von NO<sub>x</sub> zu N<sub>2</sub>:



Allerdings arbeitet der Dreiwege-Katalysator nur in der unmittelbaren Nähe von  $\lambda = 1$ . Bei mageren Gemischen ( $\lambda > 1$ ) fällt die Konversionseffizienz für  $\text{NO}_x$  stark ab, während für fettere Gemische ( $\lambda < 1$ ) die Effizienz der Konversion für HC und CO sinkt [58]. Auch ist das richtige Mengenverhältnis aller drei Komponenten entscheidend. Da dieses durch Abweichungen von der stöchiometrischen Verbrennung nicht immer erfüllt werden kann, wurden weitere Katalysatorformen wie  $\text{NO}_x$ -Speicherkatalysatoren oder SCR-Katalysatoren (selektiv katalytische Reduktion) entwickelt.

### Abgasrückführung (AGR)

Die Abgasrückführung (AGR) gilt derzeit bei PKWs als wichtigstes Mittel zur  $\text{NO}_x$ -Reduzierung [67,68]. Dabei ist die Abgasrückführrate  $x_{\text{AGR}}$  definiert als das Verhältnis von rückgeführtem Abgasmassenstrom  $\dot{m}_{\text{AGR}}$  zu Gesamtmassenstrom  $\dot{m}_{\text{Gesamt}} = \dot{m}_{\text{AGR}} + \dot{m}_{\text{Luft}}$  im Ansaugtrakt:

$$x_{\text{AGR}} = \frac{\dot{m}_{\text{AGR}}}{\dot{m}_{\text{AGR}} + \dot{m}_{\text{Luft}}}. \quad \text{Gleichung 2.17}$$

Durch die Rückführung des Abgases kommt es zu einer insgesamt langsameren Verbrennung, einer Verschiebung des Brennbeginns durch Vergrößerung der Zündverzugszeit und einer Vergrößerung der spezifischen Wärmekapazität durch den erhöhten Anteil von dreiatomigen Gasen in der Zylinderfüllung. Diese Effekte wirken alle reduzierend auf die maximale lokale Spitzentemperatur und somit, durch die Verringerung der Freisetzung von atomarem Sauerstoff, ebenfalls auf die  $\text{NO}_x$ -Emission [59], wie bereits in zahlreichen Untersuchungen bestätigt wurde. Beispielhaft wird hier auf eine NO-Untersuchung mittels Laser-induzierter-Fluoreszenz (LIF) verwiesen [69], die die  $\text{NO}_x$ -Entstehung direkt im Brennraum bei verschiedenen AGR-Raten zeigt (Abbildung 2.5). In der Abbildung ist das Potenzial der AGR zu erkennen. Selbst bei niedrigen Raten ergibt sich eine Reduktion von über 50 % in der  $\text{NO}_x$ -Entstehung. Allerdings ist der Einsatz von AGR nur im Teillastbereich sinnvoll. Bei Volllast ergibt sich durch AGR ein inakzeptabler Leistungsverlust, während es im Leerlauf zu Zündaussetzern kommen kann [58]. Durch die niedrigeren Brenntemperaturen erhöht sich außerdem der HC- und Rußanteil des Abgases.

Grundsätzlich können zwei Möglichkeiten der Realisierung der AGR unterschieden werden,

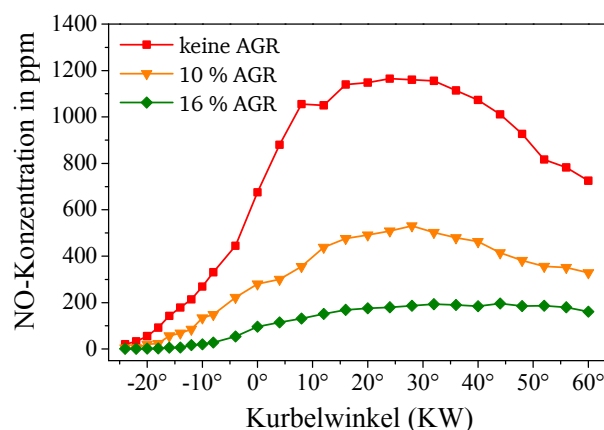


Abbildung 2.5: Bestimmung der Effizienz von AGR mit NO-LIF [69].

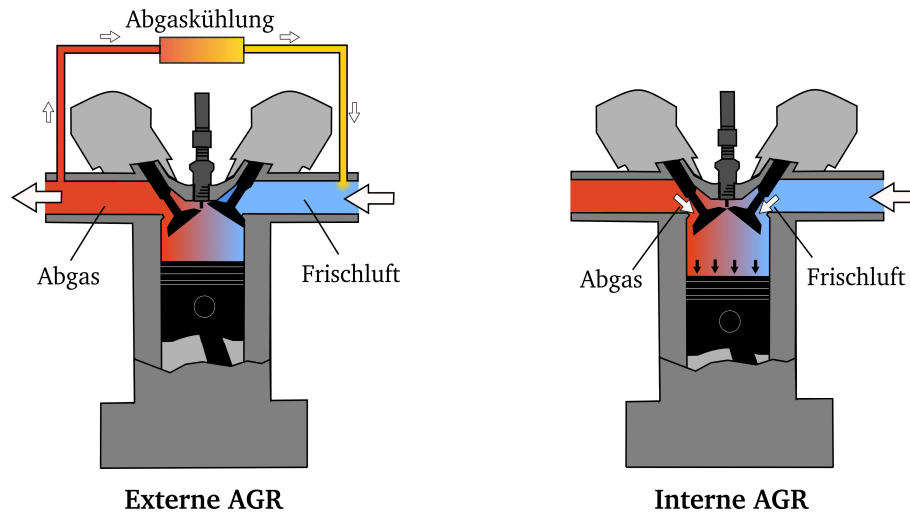


Abbildung 2.6: Schematische Skizze von externer und interner Abgasrückführung (AGR). Bei interner AGR wird durch Ventilüberschneidung Abgas aus dem Abgastrakt zurück in den Brennraum gesaugt.

die externe und die interne AGR. Bei der externen AGR wird der Ansaugluft Abgas über ein zusätzliches Verbindungsrohr zwischen Abgas- und Ansaugtrakt zugemischt. Die interne AGR resultiert zum einen aus dem Zurückbleiben von Abgas im Zylinder, zum anderen durch Ansaugen von Abgas aus dem Abgastrakt. Beide Varianten der AGR sind in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt.

Der Vorteil der externen AGR liegt darin, dass die AGR-Rate über ein zusätzliches Ventil genau bestimmt und kontrolliert werden kann. Auch lässt sich die Temperatur des zurückgeführten Abgases regeln. Allerdings benötigt diese Variante immer eine zusätzliche Verbindung von Abgas- und Ansaugtrakt. Die interne AGR tritt an jedem Motor auf und kann zusätzlich über die Ventilsteuerzeiten von Ein- und Auslass variiert werden. Schließt das Auslassventil erst nach LOT wird neben Frischluft aus dem Ansaugtrakt auch Gas aus dem Abgastrakt in den Brennraum gesaugt. Die einfache Bestimmung und Kontrolle der rückgeführten Abgasmenge und deren Temperatur geht allerdings verloren, da sie von einer Vielzahl von Parametern wie Abgastemperatur, Ansaugdruck, Abgasdruck und den Ventilsteuerzeiten abhängt.

Weil eine unbestimmte Abgasmenge auch ohne Ventilüberschneidung immer im Zylinder verbleibt, findet die interne AGR zwangsläufig statt und spielt somit auch bei Realisierung externer AGR-Verfahren eine Rolle. Daher ist die innermotorische Gasanalyse für ein besseres Verständnis und die Validierung von Simulationsmodellen sowie einer Verbesserung der Einsetzbarkeit und Effizienz der AGR entscheidend.

## 2.2 Diodenlaser und verwendete Lasertypen

Die Grundlage für die Entwicklung von Lasern (engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER) schuf Albert Einstein im Jahre 1917 durch die Postulierung von induzierter Emission [70]. Die technische Umsetzung dieses Effekts konnte allerdings erst

1960 in Form des ersten Lasers – eines Rubinlasers – realisiert werden [71]. Die Entwicklung erster Diodenlaser konnte bereits zwei Jahre später verwirklicht werden [72]. Allerdings war der Betrieb nur bei Temperaturen von flüssigem Stickstoff (77 K) möglich. Raumtemperaturtaugliche Diodenlaser waren erst einige Jahre später, ab 1970, verfügbar [73].

Den rasantesten Aufschwung erlebten Diodenlaser ab 1980 mit der Entstehung der Halbleiter- und Informationstechnologie. Die weitere Entwicklung der Diodenlaser führte zu einer enormen Verbreitung dieser Technik, deren Einsatzgebiet sich heutzutage von der Unterhaltungselektronik über spektroskopische Anwendungen bis hin zur optischen Nachrichtentechnik erstreckt [74]. Dadurch stehen sehr zuverlässige raumtemperaturtaugliche Diodenlaser im sichtbaren und nahen Infrarot (NIR) und mit Quantenkaskadenlaser (engl. Quantum Cascade Laser, QCL) bis ins mittlere Infrarot (MIR) über einen Bereich von 0,4 bis 16  $\mu\text{m}$  zur Verfügung [75,76]. Besonders für die in dieser Arbeit verwendeten Wellenlängen um 1,4  $\mu\text{m}$  sind sowohl die Diodenlaser als auch weitere optische Komponenten durch den Einsatz in der optischen Nachrichtentechnik auf einem sehr hohen Entwicklungsniveau. Hervorzuheben ist die kleine und kompakte Bauform, der hohe Wirkungsgrad (50 %) und der damit verbundene niedrige Stromverbrauch bei Lichtleistungen bis zu 100 mW. Gleichzeitig erlauben Diodenlaser eine technisch leicht umzusetzende Modulation der Wellenlänge mit sehr hohen Modulationsfrequenzen bis in den Megahertzbereich und besitzen eine hohe spektrale Güte. Dank dieser Eigenschaften stellen Diodenlaser eine ideale Lichtquelle für eine Vielzahl von spektroskopischen Anwendungen dar.

---

### 2.2.1 Funktionsprinzip von Diodenlasern

---

Der Inhalt dieses Kapitels orientiert sich an den Ausführungen von F.K. Kneubühl und M.K. Sigrist [73] sowie J. und H.J. Eichler [77], in denen weitere Details zur Funktionsweise von Diodenlasern nachgelesen werden können.

Der Laser basiert auf der stimulierten Lichtemission eines quantenmechanischen Systems, das sich in einem angeregten Zustand befindet. Dabei wird durch einen Pumpvorgang eine Besetzungsinversion zwischen zwei Energieniveaus erzeugt. Im Gegensatz zu beispielsweise Festkörperlaser, bei denen der Austausch von Ladungsträgern zwischen zwei diskreten Energieniveaus stattfindet, findet dieser Austausch bei Diodenlasern zwischen zwei Energieverteilungen in einem Halbleiterkristall statt.

In Halbleitern bildet sich durch Wechselwirkungen der Atome im Kristall eine Superposition der Atomorbitale, was zur Ausbildung eines Valenz- und Leitungsbandes führt. Diese beiden Bänder bestehen aus einem Quasikontinuum von vielen beieinanderliegenden Zuständen. Bei Halbleitern ist die Energielücke  $E_g$  zwischen dem mit Elektronen besetzten Valenzband und dem energetisch höheren Leitungsband relativ schmal, so dass Elektronen durch z. B. thermische Anregung in das Leitungsband übergehen können. (Abbildung 2.7). Das oberste mit Elektronen besetzte Niveau wird als Fermi-Niveau bezeichnet.

Werden ein p-dotierter und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht, diffundieren zum einen Elektronen aus dem Leitungsband des n-dotierten Bereichs in das des p-dotierten

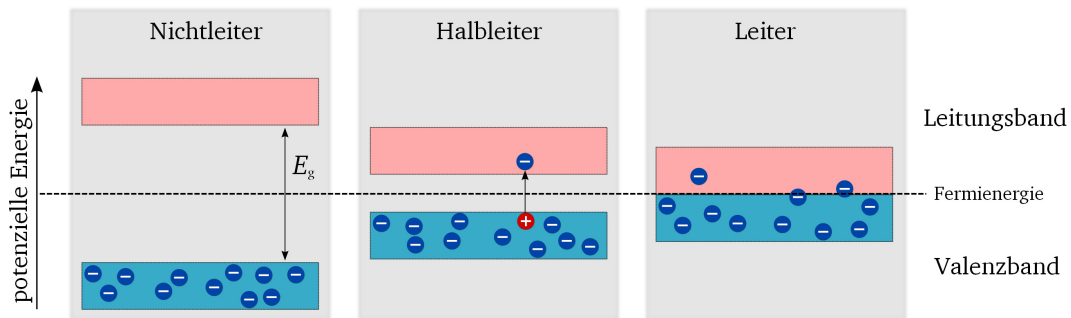


Abbildung 2.7: Bändermodell für Nichtleiter, Halbleiter und Leiter (nach [78]).

Bereichs und zum anderen Löcher aus dem Valenzband des p-dotierten Bereichs in die umgekehrte Richtung [78]. Dies geschieht solange, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat, bei dem die beiden Fermi-Niveaus an den Grenzflächen die gleiche Energie aufweisen. Durch den Ladungsüberschuss kommt es zu einem Potenzialgefälle, das den Unterschied der beiden Fermi-Niveaus ausgleicht. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Durchlassrichtung folgen die freien Ladungsträger der Potenzialdifferenz und es kommt zur Ausbildung einer schmalen aktiven Schicht, die sowohl Löcher als auch Elektronen enthält. Durch Rekombination von Elektronen-Loch-Paaren wird Energie in Form von Licht freigesetzt (Abbildung 2.8).

Eine weitere Voraussetzung für die Lasertätigkeit ist die freie Beweglichkeit des Lichts in einem Resonator. Der Halbleiterkristall wird dazu zwischen zwei gegenüberliegenden Stirnflächen entlang der Kristallebene gespalten. Die entstehenden planparallelen Endflächen wirken aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds zwischen Halbleiterkristall und Luft wie zwei Spiegel. Der auf diese Weise aufgebaute Resonator wird auch als Fabry-Pérot-Resonator bezeichnet (Abbildung 2.9) [79].

Ein großer Vorteil von Diodenlasern ist die Möglichkeit, die Emissionswellenlänge abzustimmen, um komplette Absorptionsprofile mit einer hohen spektralen Auflösung von etwa  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  abzutasten. Die Emissionswellenlänge des Lasers kann dabei durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden. Durch die Wahl des Halbleitermaterials und dessen Dotierung sowie der Resonatorlänge bzw. weiterer wellenlängenselektiver

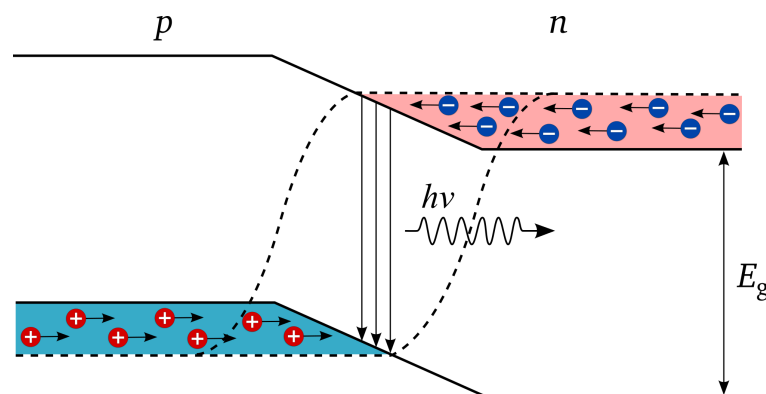


Abbildung 2.8: p-n-Übergang zur stimulierten Emission von Licht bei angelegter Spannung (nach [78]).

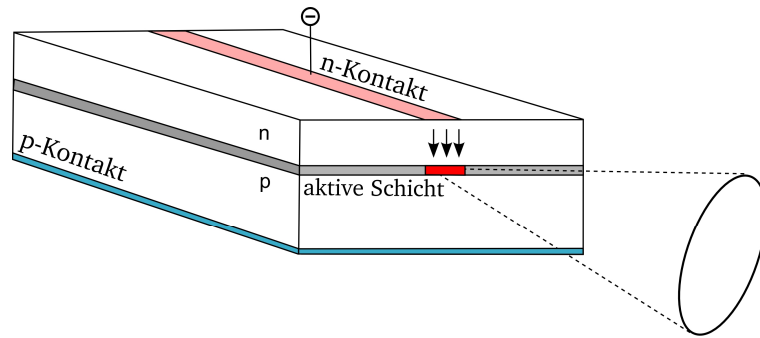


Abbildung 2.9: Aufbau eines Fabry-Pérot-Lasers (nach [78]).

Komponenten wird der Wellenlängenbereich des emittierten Lichts stark eingeschränkt. Neben dieser bereits beim Aufbau der Laserdiode festgelegten Eigenschaft kann die Emissionswellenlänge aber auch über von außen steuerbare Größen beeinflusst werden. Durch Änderung der Lasertemperatur kann die Wellenlänge über wenige Nanometer geändert werden. Die Temperaturänderung bewirkt zwei Effekte: Zum einen wird die Bandlücke verkleinert und damit das Verstärkungsprofil zu niedrigeren Frequenzen geschoben, zum anderen führt die thermische Ausdehnung des Halbleiterkristalls zu einer Veränderung des Resonators und zu einer Verschiebung des Brechungsindex.

Auch über den Laserstrom kann die emittierte Wellenlänge beeinflusst werden. Der angelegte Strom hat Einfluss auf die Ladungsträgerdichte und damit den Brechungsindex, während die durch ohmsche Verluste hervorgerufene lokale Erwärmung im Halbleiter zu einer Verschiebung des Verstärkungsprofils führt. Diese Effekte bewirken im Gegensatz zur reinen Temperaturvariation eine sehr schnelle Änderung der Emissionswellenlänge über mehrere Wellenzahlen bei Modulationsfrequenzen bis in den Gigahertzbereich [80]. Aufgrund der geforderten hohen zeitlichen Auflösung für innermotorische Untersuchungen kommt für das Abstimmen der Emissionswellenlänge nur die Modulation des Laserstroms in Frage, durch die es neben der Änderung der Emissionswellenlänge auch zu einer Variation der emittierten Lichtleistung (Amplitudenmodulation) auf Grund zusätzlich induzierter Ladungsträger kommt.

Für die spektroskopische Anwendung ist die spektrale Reinheit des emittierten Lichts von großer Bedeutung. Aus diesem Grund werden hauptsächlich Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL) und Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) eingesetzt. Einzelheiten zu diesen beiden Lasertypen finden sich in den folgenden Unterkapiteln.

---

### 2.2.2 Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL)

---

Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL) sind eine spezielle Form der Fabry-Pérot-Laser [81]. Ein Nachteil von Fabry-Pérot-Lasern ist, dass sie zumeist Licht auf mehreren Moden emittieren und der Abstimmbereich von Modensprüngen durchzogen ist. Durch die Einbringung einer zusätzlichen Brechungsindexvariation im Resonator wird die Zahl der Resonatormoden bei DFB-DL deutlich reduziert, da diese sowohl mit dem Resonator als auch



mit dem Brechungsindexgitter in Resonanz sein müssen. Diese zusätzliche Bedingung führt zu einem einmodigen Emissionsspektrum sowie einer modensprungfreien Abstimmbarkeit [82]. DFB-DL sind mittlerweile bis zu einer Emissionswellenlänge von  $3,4\text{ }\mu\text{m}$  erhältlich [83], auf Basis von Interband-Kaskaden-Lasern (engl. Interband Cascade Laser, ICL) sogar bis zu Emissionswellenlängen von  $6\text{ }\mu\text{m}$  [84]. Durch den Einsatz dieser Laser in der glasfasergestützten Kommunikationstechnik sind bereits sehr kompakte Lasermodule mit integrierter Kollimationslinse, optischem Isolator, Einmoden-Faserkopplung sowie Peltier-Elementen zur Temperaturstabilisierung für den Wellenlängenbereich bis etwa  $1,8\text{ }\mu\text{m}$  erhältlich. Die Entwicklungen langwelligerer DFB-DL sowie geeigneter optischer Komponenten sind technisch noch nicht so weit fortgeschritten. In diesem Bereich sind zurzeit fast ausschließlich Freistrahllaser erhältlich und besonders die Verfügbarkeit optischer Glasfasern ist deutlich eingeschränkt.

Die optische Ausgangsleistung liegt bei kommerziell erhältlichen DFB-DL typischerweise zwischen 5 und 40 mW. Die Abstimmtiefe der emittierten Wellenlänge über Modulation der Lasertemperatur beträgt zwischen  $15$  und  $30\text{ cm}^{-1}$  und bei Modulation des Laserstroms etwa  $2\text{--}3\text{ cm}^{-1}$ . Modulationsfrequenzen bis in den Kilohertzbereich sind durch Strommodulation möglich, führen allerdings zu einer starken Beeinträchtigung in der erreichbaren Abstimmtiefe.

Aus diesem Grund wurde innerhalb der vorliegenden Arbeit zusätzlich auch der Einsatz von VCSEL untersucht, die durch ihren speziellen Aufbau, wie im nächsten Kapitel erläutert, deutlich größere Abstimmiefen bei höheren Modulationsfrequenzen erlauben.

---

### 2.2.3 Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL)

---

Die Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) stellen eine weitere Gruppe unter den Diodenlasern dar. Die erste Demonstration dieses Konzeptes konnte 1979 in Japan gezeigt werden [85]. Anfang der 90er Jahre erfolgte die Entwicklung raumtemperaturtauglicher VCSEL [86]. Die Weiterentwicklung dieses Lasertyps in Bezug auf Lichtleistung [87] und allgemeiner Performance [88] hält bis heute an, so dass mittlerweile kontinuierlich emittierende (engl. continuous wave, cw) VCSEL bis zu einer Wellenlänge von  $2,6\text{ }\mu\text{m}$  hergestellt werden können [89]. Über die Erweiterung der Bauform mit einem zusätzlichen externen Resonator, sogenannte Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser (VECSEL), konnte sogar in den mittleren Infrarotbereich bis  $5\text{ }\mu\text{m}$  vorgedrungen werden [90,91].

Charakteristisch für VCSEL ist die durch eine vertikale Resonatoranordnung erreichte Lichtausbreitung senkrecht zur Schichtstruktur des Halbleiters. Bedingt durch den sehr kurzen Resonator (meist das 1–3fache der Laserwellenlänge) ist die Wahrscheinlichkeit von stimulierter Emission bei einfachem Durchgang durch den Resonator relativ gering. Daher wird beim VCSEL der Resonator mit hochreflektierenden Spiegeln (Reflektivität über 99 %) aufgebaut, so dass die Photonen mehrmals durch das aktive Medium geleitet werden und der Laserbetrieb ermöglicht wird. Detaillierte Informationen über den Aufbau und die verschiedenen VCSEL-Arten finden sich beispielsweise in der Literatur von H. Li und K. Iga [92].

Aus der Bauweise des VCSEL resultieren verschiedene Vorteile sowohl in der Fertigung als auch im Betrieb. In der Fertigung können VCSEL z. B. aufgrund ihrer vertikalen Lichtemission deutlich früher auf ihre Funktionsfähigkeit überprüft werden. Im Betrieb zeichnet sich der VCSEL durch ein gaußförmiges, rundes Strahlprofil mit geringem Öffnungswinkel aus. Bei der Einkopplung in eine Singlemode-Faser sind die Anforderungen an die Linsensysteme deutlich niedriger und daher höhere Effizienzen möglich. Bei einem Betriebsstrom von wenigen mA werden typische Ausgangsleistungen von einigen hundert  $\mu\text{W}$  bis maximal einigen mW erreicht. Während das Abstimmverhalten in der Wellenlänge durch Temperaturmodulation sehr ähnlich dem des DFB-DL ist, unterscheidet es sich deutlich bei Modulation durch Stromvariationen. Werden mit DFB-DL typischerweise Abstimmstiefen von  $2\text{--}3\text{ cm}^{-1}$  erreicht, können die in dieser Arbeit verwendeten VCSEL über bis zu  $16\text{ cm}^{-1}$  abgestimmt werden.

Neueste Entwicklungen von MEMS-VCSEL (engl. Micro-Electro-Mechanical Systems) erreichen sogar Abstimmstiefen von mehreren hundert Wellenzahlen [93]. Nimmt bei DFB-DL die Abstimmtiefe bei höheren Modulationsfrequenzen (kHz) signifikant ab, können VCSEL bei deutlich geringerer Abnahme der Abstimmstiefen bis in den Gigahertzbereich abgestimmt werden [94]. Auf Grund dieser Vorteile wurden VCSEL bereits in einer Vielzahl an spektroskopischen Untersuchungen von verschiedenen Gasspezies ( $\text{O}_2$  [95],  $\text{CO}$  [96],  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  [97]) eingesetzt.

---

### 2.3 Grundlagen der Molekülspektroskopie

---

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen der Molekülspektroskopie, die für das weitere Verständnis der in dieser Arbeit verwendeten Messtechnik nötig sind. Dabei orientiert sich das Kapitel an der Arbeit von V. Ebert [98] und S. Wagner [99].

Die Absorptionsspektroskopie basiert auf der Untersuchung von Lichtabschwächung durch Atome und Moleküle. Dabei wird der Lichtverlust beim Durchgang durch eine Probe nach ihrer Wellenlängenabhängigkeit spektral untersucht. Besonders in der Gasanalyse wird dieses Verfahren eingesetzt. Die größten Vorteile dieser optischen Messtechnik sind eine berührungsfreie Analyse, das einfache Messprinzip und ein großes Nachweisvermögen. Hervorzuheben sind hierbei Laser-basierte Systeme, die aufgrund der hohen spektralen Auflösung von Lasern eine molekülspezifische Analyse der Gasmatrix und die Bestimmung von Gastemperaturen ermöglichen.

---

#### 2.3.1 Das Lambert-Beer-Gesetz

---

Die quantitative Messgröße bei der Absorptionsspektroskopie ist meist die von der spektralen Position  $\nu$  abhängige Transmission  $T(\nu)$ , die gegeben ist aus dem von der spektralen Position abhängigen Verhältnis der Ausgangsintensität  $I_0(\nu)$  zu der Intensität nach dem Probendurchgang  $I(\nu)$ :

$$T(\nu) = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = 1 - A(\nu). \quad \text{Gleichung 2.18}$$

Die Absorption  $A(\nu)$  entspricht der spektralen Abschwächung. Diese kann aber nur durch einige spezielle Methoden direkt gemessen werden.

Unter Annahme eines linearen Absorptionskoeffizienten  $k(\nu)$  in  $\text{cm}^{-1}$  kann der entlang der Strecke  $dL = 1 \text{ cm}$  absorbierte Anteil der Intensität  $dI/I$  geschrieben werden zu:

$$\frac{dI}{I} = -k(\nu)dL. \quad \text{Gleichung 2.19}$$

Bei einem von der Intensität unabhängigen  $k(\nu)$  ergibt sich durch Umformen und Integration mit  $I_0(\nu) = I(L = 0)$ :

$$I(\nu, L) = I_0(\nu) \cdot e^{-k(\nu) \cdot L}. \quad \text{Gleichung 2.20}$$

Mit der Erweiterung um den Absorptionsquerschnitt als Verhältnis aus Absorptionskoeffizienten  $k(\nu)$  und Absorberzahldichte  $N_V$ , definiert als die Absorberanzahl  $N$  pro Volumen  $V$ :

$$\sigma(\nu) = \frac{k(\nu)}{N_V}. \quad \text{Gleichung 2.21}$$

ergibt sich schließlich das Lambert-Beer-Gesetz:

$$I(\nu) = I_0(\nu) \cdot e^{-\sigma(\nu) \cdot N_V \cdot L}. \quad \text{Gleichung 2.22}$$

Dieses Gesetz ist nur gültig für den Fall linearer Absorption, d. h. unter der Bedingung, dass die Anzahl der Absorber im Grundzustand durch das eingestrahlte Licht nicht verändert wird.

Durch die frequenzabhängige Schwächung von Licht entstehen Linienspektren. Die Struktur kann durch die quantenmechanische Betrachtung diskreter Energieniveaus von Atomen oder Molekülen erklärt werden [100]. Diese diskreten Energieniveaus entstehen dabei nicht nur durch elektrische Übergänge in einzelnen Atomen, sondern können auch durch Rotations- und Schwingungsübergänge eines Moleküls hervorgerufen werden. Die so gebildeten Absorptionslinien können durch die intrinsische Größe des Moleküls, der temperaturabhängigen Linienstärke  $S(T)$  und der Linienposition  $\nu$  beschrieben werden sowie durch die Linienform und die Linienbreite  $\gamma$ . Vor allem die Linienform und -breite hängen stark von physiko-chemischen Randbedingungen wie Druck, Temperatur und Konzentration ab.

---

### 2.3.2 Linienform und Verbreiterungsmechanismen

---

Da die Linienstärke nur von quantenmechanischen Größen des Moleküls abhängig ist, erlaubt eine Zerlegung des Absorptionskoeffizienten eine getrennte Betrachtung von Linienform und -breite auf der einen Seite und Linienstärke auf der anderen. Der Absorptionskoeffizient  $k(\nu)$  kann dabei als Produkt aus temperaturabhängiger Linienstärke und der Linienformfunktion  $\phi(\nu - \nu_0)$  mit  $\nu_0$  als spektrale Position der Linienmitte geschrieben werden:

$$k(\nu) = S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N_V. \quad \text{Gleichung 2.23}$$

Außerdem ist die Fläche der Linienformfunktion auf eins normiert:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(\nu - \nu_0) d\nu = 1 \quad \text{Gleichung 2.24}$$

und die Linienstärke  $S(T)$  definiert über:

$$S(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu) d\nu. \quad \text{Gleichung 2.25}$$

Es folgt die getrennte Diskussion der einzelnen Beiträge zur Linienbreite  $\gamma$ , der Linienformfunktion  $\phi(\nu - \nu_0)$  und der Linienstärke  $S(T)$ .

---

### Natürliche Linienbreite

---

Die Heisenbergsche Unschärferelation verknüpft die endliche Lebenszeit  $\tau$  eines angeregten Zustands mit der Energie- bzw. Frequenzunschärfe und führt zu einer strahlungsbedingten Linienverbreiterung:

$$\Delta E_{\tau} = h \cdot \Delta \nu \cdot \tau \geq \frac{\hbar}{2}. \quad \text{Gleichung 2.26}$$

Dies entspricht der exponentiellen Abnahme der Schwingungsamplitude eines elektromagnetischen Feldes mit der Lebenszeit  $\tau$ . Dabei entspricht  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum und  $\hbar$  dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum, definiert als  $\hbar = h/2\pi$ . Eine Fourier-Transformation führt auf die Linienform im Frequenzraum und kann durch eine Lorentz-Funktion  $g_L(\nu)$  wiedergegeben werden [101]:

$$g_L(\nu) = \frac{\Delta \nu}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta \nu^2}. \quad \text{Gleichung 2.27}$$

Die Unschärfe  $\Delta \nu$  gibt die Halbwertsbreite (engl. Half Width at Half Maximum, HWHM) der natürlichen Linienverbreiterung  $\gamma_{\text{nat}}$  an. Typische Größenordnungen von  $\gamma_{\text{nat}}$  liegen bei 100 Hz und werden im Allgemeinen von anderen Verbreiterungseffekten wie Doppler- und Stoßverbreiterung überdeckt, deren Einfluss auf die Linienbreite deutlich größer ist.

---

### Doppler-Verbreiterung

---

Die Moleküle eines Gases bewegen sich in Abhängigkeit von der Temperatur mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten relativ zum Beobachter. Diese Bewegung führt zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz aufgrund des Dopplereffekts. Dabei erfährt jedes Molekül durch die unterschiedliche Bewegungskomponente parallel zur Lichtausbreitung einen anderen Dopplereffekt. Die kinetische Theorie des idealen Gases liefert abhängig von der Molekülmasse und der Temperatur eine normalverteilte Geschwindigkeitskomponente in jede Raumrichtung, die sich auf die Form der Absorptionslinie überträgt. Die resultierende Linienform kann durch ein Gaußprofil mit der Halbwertsbreite  $\gamma_D$  in Abhängigkeit der Linienposition  $\nu_0$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ , der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Temperatur  $T$  und der Molekülmasse  $m$  beschrieben werden:

$$\gamma_D = \frac{\nu_0}{c_0} \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{m}}. \quad \text{Gleichung 2.28}$$

---

**Stoßverbreiterung**


---

Die durch Stöße induzierte Verringerung der Lebensdauer von Molekülzuständen hat ebenfalls Auswirkungen auf die Linienbreite. Bei steigendem Druck nimmt auch die Zahl der Stöße (engl. Collision) zwischen Molekülen zu und führt damit zu einem steigenden Einfluss auf die Linienbreite, weswegen dieser Effekt auch als Druckverbreiterung bezeichnet wird. Die resultierende Linienform kann als ein Lorentz-Profil mit der Halbwertsbreite  $\gamma_C$  beschrieben werden:

$$\gamma_C = \gamma_{0C} \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^n = \gamma_C^0 \cdot p \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^n. \quad \text{Gleichung 2.29}$$

Dabei ist  $\gamma_{0C}$  die Linienbreite bei Standarddruck  $p_0$  und Standardtemperatur  $T_0$ . Oft wird die Breite  $\gamma_{0C}$  mit  $p_0$  zu einem effektiven Verbreiterungskoeffizienten  $\gamma_C^0$  zusammengefasst. Der Temperaturexponent  $n$  lässt sich aus der kinetischen Gastheorie zu  $n = 0,5$  herleiten. In der Praxis lassen sich allerdings Abweichungen von diesem Wert beobachten, die auf die Art und Reichweite der Molekülwechselwirkung sowie der quantenmechanischen Zustände der Stoßpartner zurückzuführen sind.

In einer Gasmatrix kann zwischen Stößen mit Molekülen der gleichen Spezies (Selbstverbreiterung,  $\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$ ) und Stößen mit Fremdmolekülen (Fremdverbreiterung,  $\gamma_{C_{\text{Fremd}}}^0$ ) unterschieden werden. Zu beachten ist dabei jedoch, dass für jede Stoßkombination zwischen den in der Gasmatrix enthaltenen Spezies ein eigener Verbreiterungskoeffizient existiert. Die Gesamtstoßverbreiterung ergibt sich in diesem Fall zu:

$$\gamma_C = \gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0 \cdot p_{\text{Selbst}} \left(\frac{T_0}{T}\right)^n + \sum_x \gamma_{C_x}^0 \cdot p_x \left(\frac{T_0}{T}\right)^n. \quad \text{Gleichung 2.30}$$

In der Gleichung steht  $x$  für das jeweilige Fremdmolekül,  $\gamma_{C_x}^0$  für den entsprechenden Fremdverbreiterungskoeffizienten und  $p_x$  für den zugehörigen Partialdruck. Für die hier untersuchten Randbedingungen tragen sowohl Doppler- als auch Stoßverbreiterung signifikant zur Gesamtverbreiterung bei. Eine unabhängige Betrachtung der beiden Effekte ist somit nicht möglich und es resultiert eine aus Gauß- und Lorentz-Profil gemischte Linienform, die durch ein Voigt-Profil beschrieben werden kann.

---

**Linienform - Voigt-Funktion**


---

Bei den meisten Messbedingungen dominiert keiner der verschiedenen Verbreiterungsmechanismen. Das Gesamtprofil wird daher durch ein Voigt-Profil  $g_V(\nu)$  beschrieben, welches sich aus der Faltung des Gauß-Profiles  $g_G(\nu)$  der Dopplerverbreiterung und des Lorentz-Profiles  $g_L(\nu)$  aufgrund der Stoßverbreiterung zusammensetzt. Die natürliche Linienbreite ist um ein Vielfaches kleiner als die durch die anderen Mechanismen hervorgerufene Linienbreite und kann im Allgemeinen vernachlässigt werden.

$$g_V(\nu) = \int g_L(\nu) \cdot g_G(\nu - \nu') d\nu'. \quad \text{Gleichung 2.31}$$

Das Voigt-Profil ist analytisch nicht lösbar, so dass auf numerische Näherungen zurückgegriffen werden muss [102–104]. Eine geschlossene analytische Näherungsformel der Voigt-Funktion, welche zur Simulation von Spektren und als Modellfunktion zur

Datenauswertung in dieser Arbeit verwendet wurde, wurde erstmals von E.E. Whiting [105] angegeben und später von D.J. Brassington [106] optimiert. Eine schnelle Berechnung der Voigt-Breite  $\gamma_V$  erlaubt die Näherungsformel von J.J. Olivero und R.L. Longbothum [107]:

$$\gamma_V = 0,5346\gamma_C + \sqrt{0,2166 \cdot \gamma_C^2 + \gamma_D^2}. \quad \text{Gleichung 2.32}$$

Je nach Auflösung und Randbedingungen kann eine Abweichung zwischen der Voigt-Funktion und den experimentellen Daten festgestellt werden. Aus diesem Grund wurden verschiedene Modelle entwickelt (Galatry [108], Rautian [109], Speed-dependent Voigt-Profil [110]), die neben den Annahmen für das Voigt-Profil noch Änderungen der Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit der Stoßfrequenz und verschiedene Stoßarten mit einbeziehen.

### 2.3.3 Linienstärke

Die Stärke von Absorptionslinien hängt zum einen von der Übergangswahrscheinlichkeit und zum anderen von der Besetzung der Ausgangszustände ab. Die Besetzung eines Energieniveaus  $E_m$  mit einer bestimmten Anzahl an Absorbern  $N_m$  aus der Grundgesamtheit  $N$  ergibt sich mit der Boltzmann-Verteilung der Temperatur  $T$  zu:

$$\frac{N_m}{N} = \frac{g_m \cdot e^{\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)}}{Q(T)} \quad \text{Gleichung 2.33}$$

mit der Zustandssumme  $Q(T)$ , gegeben durch:

$$Q(T) = \sum_i g_i \cdot e^{\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}. \quad \text{Gleichung 2.34}$$

Dabei gibt  $g_x$  den Entartungsgrad des  $x$ -ten Zustands mit der Energie  $E_x$  an. Aus der Übergangsmatrix  $R_{ij}$  und der Differenz aus der Besetzung vom Ausgangsniveau  $i$  und dem Endzustand  $j$  lässt sich die temperaturabhängige Linienstärke  $S(T)$  mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$  berechnen:

$$S(T) = \frac{8\pi^3}{4\pi\epsilon_0 3hc_0} \nu_{ij} \cdot \frac{1}{g_i} \cdot e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{h\nu_{ij}}{k_B T}}\right) \cdot |R_{ij}|^2. \quad \text{Gleichung 2.35}$$

Die Linienstärke ist in Datenbanken bei einer Referenztemperatur  $T_0$  angegeben. Bei Kenntnis der Zustandssumme lässt sich die Linienstärke bei allen Temperaturen berechnen [111]:

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \cdot e^{-\frac{E_i}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{h\nu_{ij}}{k_B T}}}{1 - e^{-\frac{h\nu_{ij}}{k_B T_0}}}. \quad \text{Gleichung 2.36}$$

Die Zustandssumme für eine Vielzahl an Molekülen ist in tabellarischer Form der Spektraldatenbank HITRAN08 [112] beigelegt. Aus dieser Datenbank wurde mit Hilfe von Gleichung 2.36 in der vorliegenden Arbeit die temperaturabhängige Linienstärke berechnet.

## 2.4 In situ Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS)

Bei TDLAS-Messungen wird typischerweise die Laserwellenlänge beim Durchgang durch das Probevolumen kontinuierlich abgestimmt und die Linienform abgetastet. Nach Entfernung der Amplitudenmodulation (siehe Kapitel 2.2.1) kann eine Linienform angepasst und die Linienfläche mittels des Lambert-Beer-Gesetzes extrahiert werden. Aus den Gleichungen 2.20 und 2.23 folgt:

$$I(\nu, L) = I_0(\nu) \cdot e^{-S(T) \cdot \phi(\nu - \nu_0) \cdot N_V \cdot L}. \quad \text{Gleichung 2.37}$$

$I_0(\nu)$  beschreibt dabei die Amplitudenmodulation und die Exponentialfunktion die Abschwächung des Lichts durch die Absorptionslinie. Durch Integration und Umstellen kann aus Gleichung 2.37 die absolute Absorberzahldichte  $N_V$  extrahiert werden:

$$N_V = \frac{1}{S(T) \cdot L} \int \ln \left( \frac{I_0(\nu)}{I(\nu)} \right) d\nu. \quad \text{Gleichung 2.38}$$

Die Konzentration  $c$  ist das Verhältnis aus Absorberzahldichte  $N_V$  und der Gesamt-Teilchenzahldichte  $N_G$ :

$$c = \frac{N_V}{N_G} \quad \text{Gleichung 2.39}$$

mit der Einheit  $\mu\text{mol/mol}$ . In dieser Arbeit wird stattdessen die üblicherweise gebräuchliche Einheit ppm (engl. parts per million) verwendet. Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes [113] kann die Gesamt-Teilchenzahldichte  $N_G$  unter Einbeziehung von Druck und Temperatur bestimmt werden:

$$N_G = \frac{p}{k_B T}. \quad \text{Gleichung 2.40}$$

Da die Normalisierung der Linienformfunktion nur für eine Wellenlängenordinate gültig ist, muss das zeitlich gemessene Absorptionssignal in den Wellenlängenraum transferiert werden. Dazu wird das experimentell bestimmte, nichtlineare dynamische Abstimmverhalten  $d\nu/dt$  verwendet, so dass schließlich ausgehend von Gleichung 2.38 folgt:

$$c = \frac{k_B \cdot T}{S(T) \cdot p \cdot L} \underbrace{\int \ln \left( \frac{I_0(\nu)}{I(\nu)} \right) \frac{d\nu}{dt} dt}_A. \quad \text{Gleichung 2.41}$$

Hierbei spiegelt das Integral die Fläche  $A$  unter dem Absorptionsprofil wider, die aus dem Anpassen eines Voigt-Profiles bestimmt werden kann. Somit ergibt sich eine kalibrationsfreie absolute Messmethode, da alle weiteren Parameter (Linienstärke  $S(T)$ , Temperatur  $T$ , Druck  $p$  und Absorptionstrecke  $L$ ) direkt gemessen werden können.

### Virialgleichung

Das ideale Gasgesetz ist allerdings nur eine Näherung, die für Moleküle ohne Eigenvolumen und ohne gegenseitige Anziehungskräfte gilt, die sich frei im Gasraum bewegen können [114]. Diese Annahme ist umso besser erfüllt, je weiter die Randbedingungen von den kritischen Daten für Temperatur, Druck und Dichte entfernt sind. Für Stickstoff beispielsweise sind die kritischen Daten:  $T_{\text{krit}} = 126,1 \text{ K}$ ,  $p_{\text{krit}} = 3,39 \text{ MPa}$  und  $\rho_{\text{krit}} = 0,324 \text{ g/cm}^3$  [115]. Für



reale Gase muss je nach Randbedingungen daher die Virialgleichung verwendet werden. Dabei handelt es sich um eine Erweiterung der allgemeinen Gasgleichung durch eine Reihenentwicklung nach Potenzen von  $1/V_m$  mit  $V_m$  als molares Volumen und  $R$  der universellen Gaskonstante:

$$\frac{pV_m}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{V_m} + \frac{C(T)}{V_m^2} + \frac{D(T)}{V_m^3} + \dots \quad \text{Gleichung 2.42}$$

wobei die Koeffizienten  $B, C, D, \dots$  als zweiter, dritter, vierter, ... Virialkoeffizient bezeichnet werden. Weiterhin ist zu beachten, dass die Koeffizienten temperaturabhängig sind. Die Koeffizienten sind direkt verknüpft mit den Wechselwirkungen zwischen den Molekülen. So beschreibt der zweite Virialkoeffizient die nicht ideale Wechselwirkung zwischen Paaren von Molekülen. Der dritte Koeffizient beschreibt den Effekt von Wechselwirkungen zwischen Molekül-Triplets und so weiter.

Die Virialkoeffizienten für reine Gase können nachgeschlagen oder mit einem Näherungspolynom berechnet werden [116]. Für mehrkomponentige Gase ergibt sich ein Mischkoeffizient, der sich anhand nachfolgender Formel aus den Virialkoeffizienten der reinen Gase und einem Virialkoeffizienten für das Gemisch aus zwei Gasen berechnen lässt.

Für ein  $v$ -komponentiges Gasgemisch gilt [117]:

$$B_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^v \sum_{j=1}^v x_i x_j B_{ij} \quad \text{Gleichung 2.43}$$

$$C_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^v \sum_{j=1}^v \sum_{k=1}^v x_i x_j x_k C_{ijk}. \quad \text{Gleichung 2.44}$$

Hierbei ist  $x_i$  der Volumenanteil der Komponente  $i$ . Für ein zweikomponentiges Gas ergibt sich somit:

$$B_{\text{mix}} = x_1^2 B_{11} + 2x_1 x_2 B_{12} + x_2^2 B_{22} \quad \text{Gleichung 2.45}$$

$$C_{\text{mix}} = x_1^3 C_{111} + 3x_1^2 x_2 C_{112} + 3x_1 x_2^2 C_{122} + x_2^3 C_{222}. \quad \text{Gleichung 2.46}$$

Da die Berechnung und experimentelle Bestimmung bereits ab dem dritten Virialkoeffizienten sehr aufwendig ist – dieser hängt sowohl von der Temperatur als auch vom zweiten Virialkoeffizienten ab – und der Einfluss der Virialkoeffizienten mit höherer Ordnung abnimmt, wird die Reihenentwicklung meist nach dem zweiten Term abgebrochen.

Unter Berücksichtigung der Virialgleichung bis zur zweiten Ordnung ergibt sich damit:

$$pV_m = RT + \frac{BRT}{V_m}. \quad \text{Gleichung 2.47}$$

Auflösen nach  $V_m$  führt zu:

$$V_{m\,1,2} = \frac{RT}{2p} \pm \sqrt{\left(-\frac{RT}{2p}\right)^2 + \frac{BRT}{p}}. \quad \text{Gleichung 2.48}$$



Die Umrechnung von  $V_m$  nach  $N_G$  kann mit Hilfe der Avogadro-Konstante  $N_A$  durchgeführt werden:

$$V_m = \frac{V \cdot N_A}{N} = \frac{N_A}{N_G} \rightarrow N_G = \frac{N}{V} = \frac{N_A}{V_m}. \quad \text{Gleichung 2.49}$$

Aus den Gleichungen 2.38, 2.39, 2.48 und 2.49 kann die Konzentration mit Hilfe der Virialgleichung zweiter Ordnung berechnen werden:

$$c = \frac{1}{S(T) \cdot L} \cdot \frac{1}{N_A} \cdot \left[ \frac{RT}{2p} \pm \sqrt{\left( -\frac{RT}{2p} \right)^2 + \frac{BRT}{p}} \right] \cdot \int \ln \left( \frac{I_0(v)}{I(v)} \right) \frac{dv}{dt} dt. \quad \text{Gleichung 2.50}$$

Eine genauere Betrachtung über die Unterschiede bei der Verwendung der Virialgleichung gegenüber dem idealen Gasgesetz für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen findet in Kapitel 9.1.1 statt.

### 2.4.1 Besonderheiten bei In-situ-Messungen

Besonders bei In-situ-Messungen müssen noch zwei auftretende Effekte korrigiert werden. Zum einen Schwankungen in der Gesamttransmission  $Tr(t)$ , bedingt durch breitbandige Absorption und Streuung (beispielsweise durch Verschmutzung oder Partikel) sowie Strahlablenkung durch Brechungsindexvariation oder Dejustage. Zum anderen spielt besonders in Verbrennungsprozessen eine zusätzliche thermische Hintergrundemission  $E(t)$  eine große Rolle. Ist die zeitliche Variation in der Transmission und Hintergrundemission während der Messzeit klein, können diese Größen als in der Messzeit konstant angenommen werden und entsprechend im Lambert-Beer-Gesetz korrigiert werden:

$$I(v) = I_0(v) \cdot Tr(t) \cdot e^{-S(T) \cdot \phi(v-v_0) \cdot N_V \cdot L} + E(t). \quad \text{Gleichung 2.51}$$

Daraus ergibt sich eine erweiterte Form für die Bestimmung der absoluten Absorberkonzentration auf Basis des idealen Gasgesetzes, die als Grundlage in dieser Arbeit verwendet wurde:

$$c = \frac{k_B \cdot T}{S(T) \cdot L \cdot p} \int \underbrace{\ln \left( \frac{I_0(v) - E(t)}{I(v) \cdot Tr(t)} \right)}_A \frac{dv}{dt} dt. \quad \text{Gleichung 2.52}$$

Die beiden Korrekturfaktoren  $E(t)$  und  $Tr(t)$  können ebenfalls direkt aus dem gemessenen Signal extrahiert werden und beeinflussen nicht die Kalibrationsfreiheit der Messmethode.

Abbildung 2.10 zeigt beispielhaft zwei gemessene Signale, einmal ohne Störungen (links) und einmal mit Störungen durch Transmissionsänderung und Hintergrundemission (rechts). Die x-Achse wurde bereits von der Zeitachse in eine Wellenlängenachse transformiert und der Strom der Laserdiode dreiecksförmig moduliert. Auf der y-Achse aufgetragen ist die optische Dichte ( $OD$ ), definiert als  $OD = -\ln[I(v)/(I_0(v))]$ . In der Abbildung ist von der Dreiecksmodulation nur die steigende Flanke zu sehen. Klar erkennbar ist die Amplitudenmodulation, die der Strommodulation folgt. Durch die gleichzeitige Modulation der Emissionswellenlänge kommt es durch Absorption zu einem Leistungseinbruch.

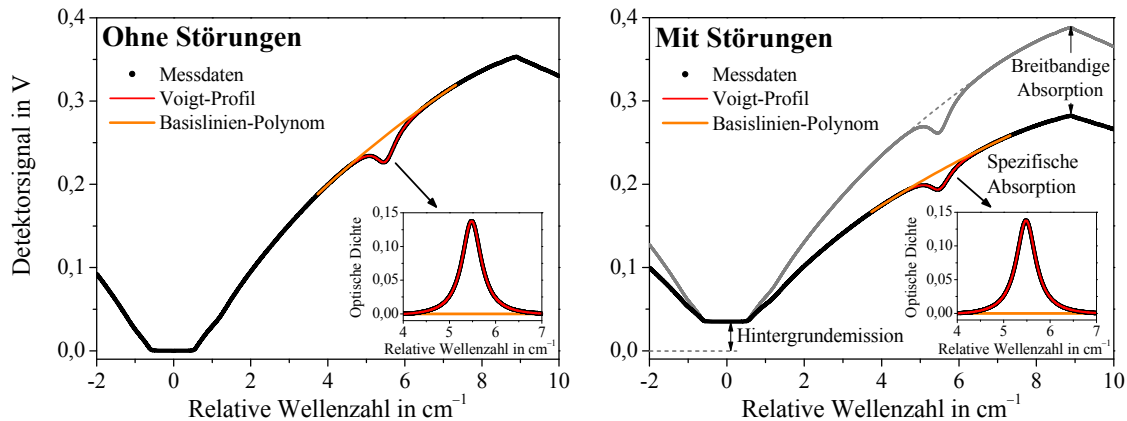


Abbildung 2.10: Gemessenes TDLAS-Signal ohne und mit Störungen.

Auf der rechten Seite der Abbildung ist das gemessene Signal mit Störungen zu sehen. Die Hintergrundemission führt zu einem konstanten Offset, das bestimmt werden kann, indem der Laser zu Beginn der Rampenmodulation deutlich unterhalb der Laserschwelle betrieben wird und das gemessene Signal daher einzig durch Hintergrundemission hervorgerufen werden muss. Der auf diese Weise bestimmte Offset kann vom Messsignal subtrahiert werden. Durch Anpassen eines Basislinien-Polynoms (orange) kann die Amplitudenmodulation entfernt werden, so dass nur noch das Absorptionsprofil der Linie übrig bleibt. Zeitgleich werden auch Transmissionsschwankungen korrigiert, da die Polynomanpassung bei jeder Messung neu durchgeführt wird. Durch Anpassen eines Voigt-Profiles (rot) mit Hilfe eines Levenberg-Marquardt Algorithmus [118] an die gemessenen Daten kann die Linienfläche  $A$  bestimmt werden.

Abbildung 2.11 zeigt noch einmal schematisch den Ablauf der Datenauswertung. Das kontinuierlich gemessene Detektorsignal ist oben gezeigt (A). Dabei entspricht die Modulation einer Rampe genau einer Einzelmessung, welche im Folgenden als Scan bezeichnet wird. Es folgt die Korrektur von Hintergrundemission durch die Bestimmung des Offsets im ausgeschalteten Zustand des Lasers (B). Im nächsten Schritt werden Transmissionsschwankungen korrigiert (C) und schließlich das Linienprofil extrahiert (D). Eine Beschreibung der technischen Umsetzung zur Auswertung der Messsignale wird in Kapitel 4.3 gegeben.

#### 2.4.2 Zwei-Linien-Thermometrie

Die Bestimmung der Konzentration nach Gleichung 2.52 setzt die Kenntnis der Gastemperatur voraus. Die Temperaturbestimmung ist gerade im Brennraum eines Motors mit den benötigten hohen Zeitaufösungen nicht einfach zu realisieren. Sie erfolgt daher meist auf Basis von Simulationsmodellen. Jedoch kann die Absorptionsspektroskopie Temperaturen ebenfalls optisch, mittels der Zwei-Linien-Thermometrie, messen. Durch geeignete Wahl zweier Absorptionslinien kann aus der Messung der beiden Linienflächen die über den Absorptionspfad integrierte Gastemperatur bestimmt werden.

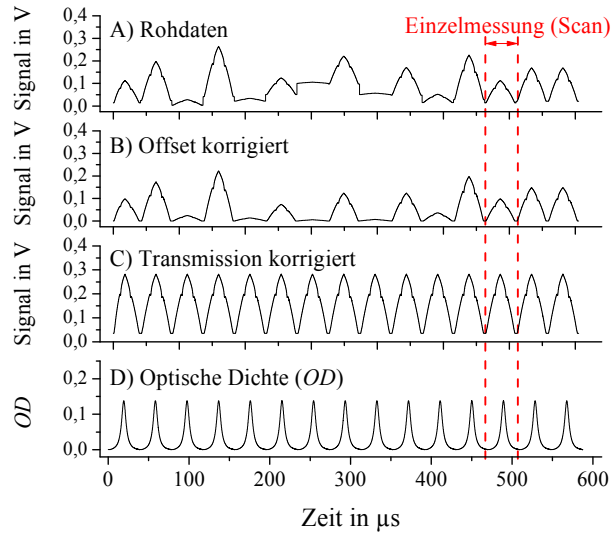


Abbildung 2.11: Schematischer Ablauf der Signalverarbeitung. Das gemessene Signal (A) wird um die Hintergrundemission (B) und Transmission (C) korrigiert und das Absorptionsprofil extrahiert (D).

Da die Linienflächen von zwei Absorptionslinien der gleichen Spezies über deren Teilchenzahl proportional mit den Linienstärken verknüpft sind, kann das Verhältnis aus den beiden Linienflächen  $A_1/A_2$  gleich dem Verhältnis der beiden Linienstärken  $S_1(T)/S_2(T)$  gesetzt werden. Die Berechnung der Linienstärken erfolgt gemäß Gleichung 2.36 unter der Annahme, dass der spektrale Abstand der beiden Linien klein ist, so dass der letzte Term in der Gleichung als identisch anzunehmen ist. Das Linienflächenverhältnis ist damit:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{S_1(T)}{S_2(T)} = \frac{S_1(T_0)}{S_2(T_0)} \cdot e^{-\frac{(E_1-E_2)}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)} \quad \text{Gleichung 2.53}$$

mit  $S_i(T_0)$  als die Linienstärke bei einer Referenztemperatur (HITRAN:  $T_0 = 296$  K) und  $E_i$  der Grundzustandsenergie in Joule [111]. Auflösen nach der Temperatur  $T$  ergibt:

$$T = \left[ \frac{1}{T_0} - \frac{k_B}{(E_1 - E_2)} \cdot \ln \left( \frac{A_1 \cdot S_2(T_0)}{A_2 \cdot S_1(T_0)} \right) \right]^{-1} \quad \text{Gleichung 2.54}$$

Neben den gemessenen Linienflächen werden nur die Boltzmann-Konstante  $k_B$ , die Referenztemperatur  $T_0$  sowie die beiden Linienstärken  $S(T_0)$  und Grundzustandsenergien  $E_i$  benötigt, wodurch die Messung unabhängig von der Spezieskonzentration ist.

Durch eine Extremwertbildung von Gleichung 2.54 kann die Temperatur  $T_{\text{sens}}$  bestimmt werden, bei der die Sensitivität der Temperaturbestimmung in Abhängigkeit der Grundzustandsenergien  $E_1$  und  $E_2$  der beiden verwendeten Linien am höchsten ist. Wird die zweite Ableitung nach der Temperatur  $T$  von Gleichung 2.54 gleich null gesetzt, ergibt sich folgende Beziehung [119]:

$$T_{\text{sens}} = \frac{1}{2k_B} (E_1 - E_2). \quad \text{Gleichung 2.55}$$



### 3 Linienselektion und Laser-Charakterisierung

Für die optische Gasanalyse mit Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS) wird häufig der Wellenlängenbereich im nahen bis mittleren Infrarot verwendet, da hier mehrere Absorptionsbanden für eine Vielzahl an Gasspezies zur Verfügung stehen. Abbildung 3.1 zeigt das Absorptionsspektrum von 800 bis 3200 nm für die in dieser Arbeit relevanten Gasspezies  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$ .

Für die Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration werden zurzeit vorrangig die beiden Absorptionsbanden bei 1,4  $\mu\text{m}$  und 2,6  $\mu\text{m}$  genutzt. Durch die Verwendung in der Telekommunikationstechnik sind die technischen Eigenschaften und die Verfügbarkeit sowohl der Diodenlaser als auch weiterer optischer Komponenten bei 1,4  $\mu\text{m}$  sehr weit fortgeschritten (Kapitel 2.2.2). Die Linienstärken in diesem Bereich erfordern aber je nach Konzentration Absorptionslängen von mehreren Zentimetern bis Metern. Für die in dieser Arbeit angestrebte Bestimmung von  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen größer 5000 ppm entlang Absorptionsstrecken von 6 – 10 cm liegt die erwartete Absorption bei mehreren Prozent. Aus diesem Grund konnte die Linienselektion aus dem Bereich um 1,4  $\mu\text{m}$  erfolgen. Das Band bei 1,8  $\mu\text{m}$  würde sich prinzipiell ebenfalls eignen, wurde aber aufgrund der schlechteren Verfügbarkeit an optischen Komponenten bei fast gleicher Linienstärke nicht verwendet. Für deutlich kleinere Absorptionsstrecken bzw. Konzentrationen ist der Wechsel zum Band bei 2,6  $\mu\text{m}$  sinnvoll aufgrund der bis zu einem Faktor 20 größeren Linienstärke. Allerdings sind die technischen

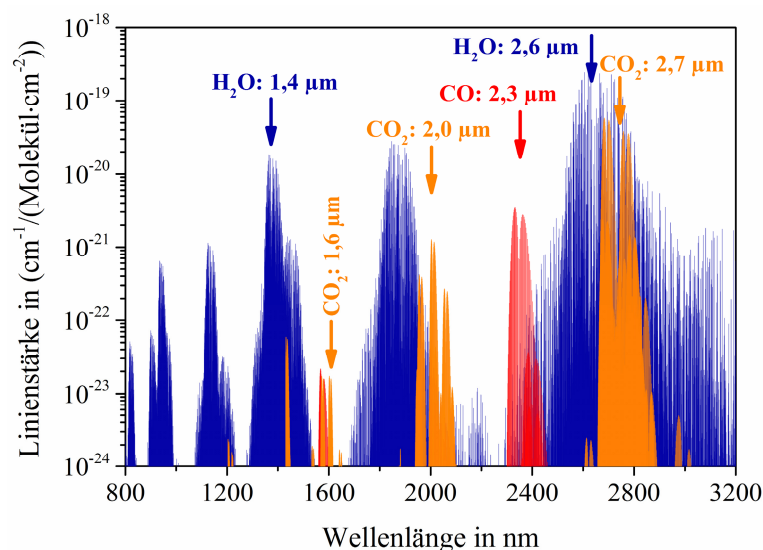


Abbildung 3.1: Absorptionsspektrum von 800 bis 3200 nm unter Einbeziehung von  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$ .

Voraussetzungen in diesem Bereich deutlich schlechter – sowohl in Bezug auf die Verfügbarkeit und Leistungsfähigkeit der Diodenlaser als auch der optischen Komponenten wie beispielsweise Glasfasern. Daher wurde für die Bestimmung der H<sub>2</sub>O-Konzentration ein Übergang bei 1 370 nm selektiert sowie zwei weitere Übergänge bei 1 392 nm für die optische Temperaturbestimmung ausgewählt.

Die technische Entwicklung der Diodenlaser in den letzten Jahren geht immer weiter in den Wellenlängenbereich jenseits von 2 µm. Vor allem die Übergänge bei 2,3 µm bieten sich für die Bestimmung der CO-Konzentration an. Seit kurzem sind sowohl DFB-DL als auch VCSEL in diesem Bereich verfügbar. Für die Bestimmung der CO<sub>2</sub>-Konzentration, die im Rahmen der AGR-Untersuchung einen Mehrwert liefern könnte, eignet sich das mit Telekommunikationslasern erfassbare Band bei 1,6 µm bzw. die beiden stärkeren Bänder bei 2,0 und 2,7 µm.

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich im ersten Teil genauer mit der Anforderung und der Selektion der Übergänge für die Bestimmung der H<sub>2</sub>O-Konzentration sowie der Zwei-Linien-Thermometrie. Im zweiten Teil wird die Auswahl und Charakterisierung der verwendeten Diodenlaser beschrieben.

#### 3.1 Linienselektion

Bei der Selektion der verwendeten Übergänge zur innermotorischen Gasanalyse sind mehrere Faktoren zu beachten. Die Anforderungen an diese Übergänge sind unabhängig von der Gasspezies und werden allgemein zu Beginn betrachtet. Entscheidend sind die Randbedingungen, die bei den Untersuchungen des Kompressionstakts erwartet werden: Drücke von 0,03–1,0 MPa, Temperaturen von 300–1 000 K und H<sub>2</sub>O-Konzentrationen von 500–50 000 ppm (Tabelle 3.1). Zusätzlich sind in der Tabelle die Randbedingungen für mögliche Untersuchungen im Ausstoßtakt angegeben. Auffallend ist der große dynamische Bereich, sowohl für Druck und Temperatur als auch für die H<sub>2</sub>O-Konzentration, die das Spektrometer abdecken muss.

Der Druck hängt dabei vor der Zündung, im Ansaug- und Kompressionstakt vor allem von den Ventilsteuerzeiten, der Drosselklappeneinstellung und dem Kompressionsverhältnis ab. Die Ansaug-, Motor- und Abgastemperatur sowie die AGR-Rate bestimmen die Temperatur vor der Zündung, während sie im Ausstoßtakt vornehmlich durch die vorangegangene Verbrennung beeinflusst wird. Die H<sub>2</sub>O-Konzentration hängt von mehreren Faktoren wie Ansaugluftfeuchte, AGR-Rate, Kraftstoff und der Verbrennung ab.

Tabelle 3.1: Übersicht über die für innermotorische Untersuchungen zu erwartenden Randbedingungen.

Parameter	Vor der Zündung (Ansaug-, Kompressionstakt)	Nach der Zündung (Ausstoßtakt)
Druck $p$	0,03–1,0 MPa	~0,1 MPa
Temperatur $T$	300–1 000 K	600–1 000 K
H <sub>2</sub> O-Konzentration $c_{\text{H}_2\text{O}}$	500–50 000 ppm	~130 000 ppm

Für die Selektion der Übergänge sind bei den gegebenen Randbedingungen folgende Punkte zu beachten:

- Querempfindlichkeiten gegenüber anderen Übergängen
- Ausreichende Linienstärke
- Qualität der verfügbaren Linienparameter
- Verfügbarkeit und Abstimmtiefe von Diodenlasern.

Bei der Selektion der Übergänge muss sichergestellt werden, dass die Überlagerungen mit anderen Übergängen möglichst reduziert sind und zwar sowohl die der eigenen als auch die der anderen in der Gasmatrix enthaltenen Gasspezies. Ohne dies wäre eine deutlich komplexere Auswertung unter Einbeziehung zusätzlicher Übergänge nötig und eine exakte Bestimmung des Basislinien-Polynoms wäre erschwert. Dabei ist besonders der angestrebte Druckbereich von Bedeutung, da höhere Drücke zu einer deutlichen Verbreiterung des Absorptionsprofils führen (vgl. Gleichung 2.30). Aber auch die Temperatur und die Konzentration haben großen Einfluss auf die Linienbreiten und damit auf die Querempfindlichkeit zu anderen Übergängen.

Die Linienstärke muss bei allen erwarteten Temperaturen eine ausreichende Stärke besitzen, damit die Absorption für die gegebene Absorptionslänge ausreichend ist. Idealerweise ist die Temperaturempfindlichkeit der Linienstärke gering, so dass die Unsicherheit in der Temperaturbestimmung nur einen geringen Einfluss auf die Linienstärke besitzt. Auch die Qualität und Verfügbarkeit der Linienparameter – beispielsweise aus Datenbanken wie HITRAN08 – sollten bei der Selektion beachtet werden. Ein ebenfalls nicht zu vernachlässigender Punkt ist die Verfügbarkeit entsprechender Laser im Wellenlängenbereich der selektierten Linie. Auch der spektrale Bereich, der mit dem Laser erfasst werden muss, grenzt die zur Verfügung stehende Auswahl möglicherweise auf bestimmte Lasertypen ein.

Da allein im Bereich von 1200 bis 1500 nm fast 7000 H<sub>2</sub>O-Übergänge in HITRAN08 aufgelistet sind, wurde für die Suche nach einem geeigneten Übergang von K. Wunderle eine Software entwickelt, die auf Basis von berechneten Absorptionsspektren eine Vorauswahl an geeigneten Übergängen liefert [120]. Aus dieser Vorauswahl wurden die Übergänge selektiert, die den besten Kompromiss aus den geforderten Bedingungen erfüllen.

---

### 3.1.1 Linienselektion zur H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung

---

Für die Bestimmung der H<sub>2</sub>O-Konzentration wurde der Übergang 110 → 211 bei 1369,97 nm (7299,431 cm<sup>-1</sup>) ausgewählt. Das Temperaturverhalten des Übergangs ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Linienstärke  $S(T)$  nimmt mit steigender Temperatur zwar ab, was zu einer Verringerung der Detektionsgrenze bei höheren Temperaturen führt, allerdings ist die Kurve für den zu untersuchenden Bereich  $T > 300$  K schon deutlich abgeflacht. Außerdem wurden für diese Linie schon einige der wichtigen Parameter, wie Linienstärke oder Verbreiterungskoeffizienten, aus HITRAN08 mit genaueren Messungen verifiziert [121]. Diese Verifizierung

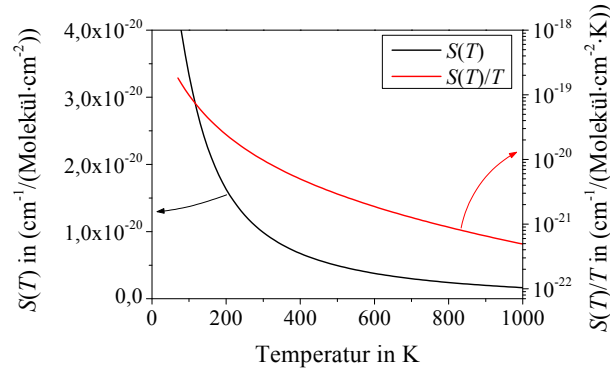


Abbildung 3.2: Temperaturabhängige Linienstärke des  $\text{H}_2\text{O}$ -Übergangs bei 1369,97 nm (schwarz) sowie unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Dichte  $S(T)/T$  (rot).

ist notwendig, da die Parameter in HITRAN08 teilweise bis zu 20 % Unsicherheiten aufweisen.

Abbildung 3.3 zeigt das Spektrum rund um die selektierte Linie. Die Graphen sind zueinander so angeordnet, dass nach rechts der Druck und nach oben die Temperatur ansteigt.

- Ausstoßtakt nach Verbrennung ( $T = 700 \text{ K}$ ,  $p = 0,1 \text{ MPa}$ )
- Ende der Kompression ( $T = 700 \text{ K}$ ,  $p = 1,0 \text{ MPa}$ )
- Beginn der Kompression ( $T = 300 \text{ K}$ ,  $p = 0,1 \text{ MPa}$ )
- Im Motor nicht zu erwarten ( $T = 300 \text{ K}$ ,  $p = 1,0 \text{ MPa}$ ).

Der ausgewählte Übergang wurde bereits in anderen Projekten zum Beispiel für stratosphärische  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung an Bord eines Wetterballons [122], in der Aerosolkammer AIDA [123] und für flugzeuggestützte Atmosphärenuntersuchungen [124] verwendet.

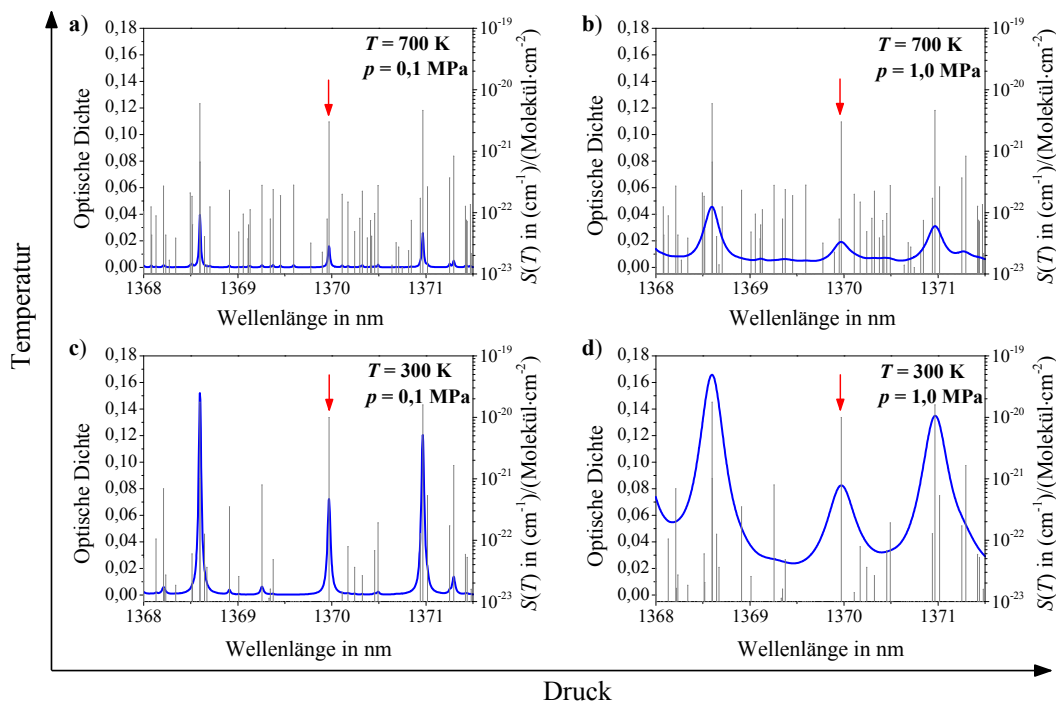


Abbildung 3.3: Simulierte Absorptionsspektren für 10000 ppm  $\text{H}_2\text{O}$  ( $L = 10 \text{ cm}$ ) mit HITRAN08-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wird der  $\text{H}_2\text{O}$ -Übergang bei 1369,97 nm.



Der Übergang zeichnet sich besonders durch die geringe Querempfindlichkeit gegenüber anderen Übergängen aus, so dass sich diese Linie auch für Messungen bei höherem Druck sehr gut eignet. Die Linienstärke ist ausreichend für die typischen Absorptionslängen im Brennraum zwischen 6 und 10 cm. Außerdem stehen in diesem Wellenlängenbereich geeignete Laser zur Verfügung, so dass jeweils ein DFB-DL und ein VCSEL im entsprechenden Wellenlängenbereich um 1370 nm beschafft werden konnten.

### 3.1.2 Linienselektion für die Zwei-Linien-Thermometrie

Für die Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) wird, wie in Kapitel 2.4.2 erläutert, ein Linienpaar benötigt. Es besteht die Möglichkeit, die zwei Linien getrennt voneinander jeweils mit einem DFB-DL zu untersuchen oder ein Linienpaar zu selektieren, das spektral dicht beieinander liegt und mit einem VCSEL erfasst werden kann. Durch den Einsatz eines VCSEL kann nicht nur auf einen zusätzlichen Lasertreiber und die zugehörige Datenerfassung verzichtet werden, sondern es entfällt mit dieser Lösung auch ein aufwendiges Wellenlängen- oder Zeitmultiplexing. Außerdem eignet sich der VCSEL besser für höhere Modulationsgeschwindigkeiten (siehe Kapitel 3.2.2).

Wegen der beschriebenen Vorzüge fiel die Wahl des Lasers für die Zwei-Linien-Thermometrie auf einen VCSEL. Diese Festlegung hat auch Einfluss auf die Linienselektion, da die beiden Übergänge spektral dicht genug beieinander liegen müssen, um sie mit einer Messung gleichzeitig zu erfassen. Bei niedrigen Abnahmemengen war die Verfügbarkeit von VCSEL stark eingegrenzt und auf den Wellenlängenbereich bei 1392 nm und 1854 nm beschränkt.

Neben den allgemeinen Anforderungen an die beiden Übergänge ist für die Temperaturbestimmung zusätzlich noch das Temperaturverhalten der beiden Linienstärken zueinander von großer Bedeutung. Für eine hohe Empfindlichkeit ist ein gegenläufiges Verhalten der Linienstärke gegenüber Temperaturveränderungen nötig. Da dieses Verhalten vorrangig im Bereich um 1392 nm auftritt, wurde dort nach einem geeigneten Linienpaar gesucht. Das Temperaturverhalten der beiden selektierten Linien bei 1391,67 nm ( $7185,597 \text{ cm}^{-1}$ ) und 1392,53 nm ( $7181,156 \text{ cm}^{-1}$ ) ist in Abbildung 3.4 (links) auf Grundlage von HITRAN08-

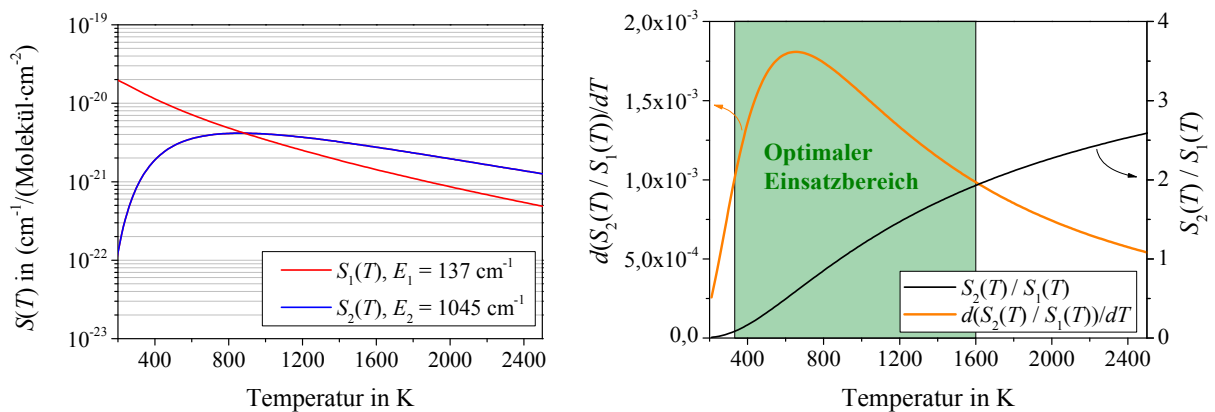


Abbildung 3.4: Linienstärke  $S(T)$  der beiden Übergänge bei 1392 nm (links). Verhältnis der beiden Linienstärken und dessen Änderung in Abhängigkeit von der Temperatur (rechts).

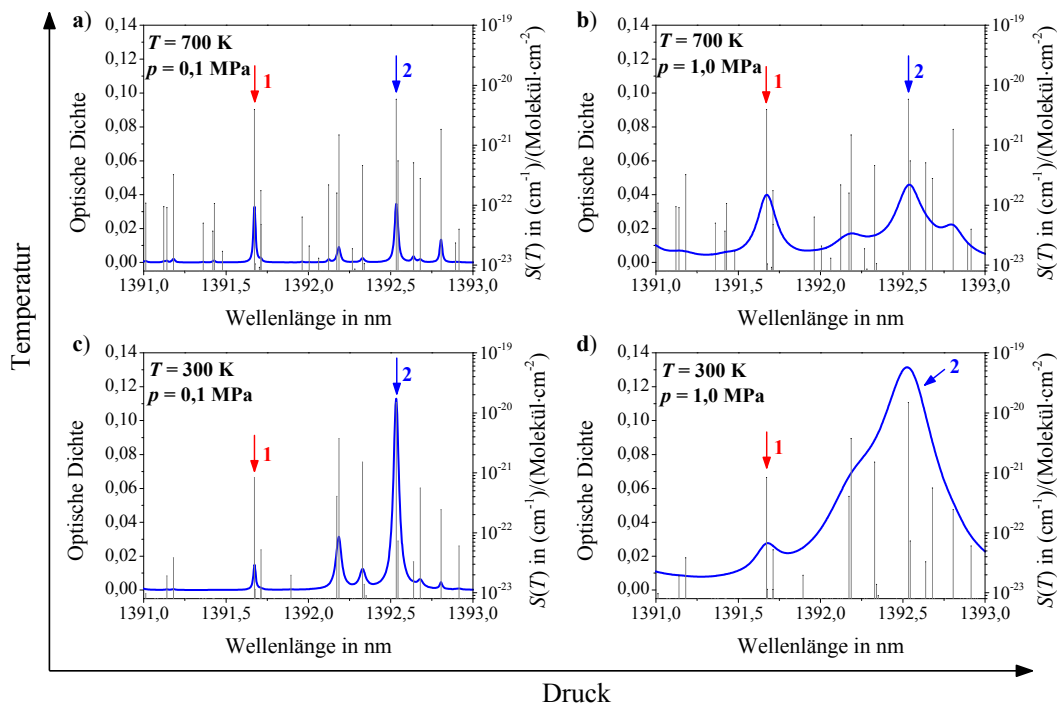


Abbildung 3.5: Simulierte Absorptionsspektren für 10000 ppm  $\text{H}_2\text{O}$  ( $L = 10$  cm) mit HITRAN08-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wurden die beiden Linien bei 1391,67 nm und 1392,53 nm.

Daten dargestellt. Auf der rechten Seite der Abbildung ist das Verhältnis der beiden Linienstärken zueinander (schwarze Linie) bzw. die Steigung dieses Verhältnisses (orangefarbene Linie) abgebildet. Die Steigung gibt Auskunft über den Bereich der größten Empfindlichkeit, der bei etwa 330–1600 K liegt. Die höchste Empfindlichkeit kann mit Gleichung 2.55 berechnet werden, sie liegt bei  $T_{\text{sens}} = 654$  K. Abbildung 3.5 zeigt den spektralen Bereich um die selektierten Linien bei verschiedenen Temperaturen und Drücken. Die Linien liegen spektral nah genug beieinander, um mit einem VCSEL zeitgleich erfasst zu werden. Allerdings ist die Separation gegenüber anderen Übergängen geringer als bei der selektierten Linie bei 1370 nm, was sich aufgrund der Vielzahl an Übergängen in dem Spektralbereich um 1392 nm nicht vermeiden lässt. Bei der Auswertung ist daher auf die Einbeziehung aller relevanten Übergänge zu achten.

## 3.2 Lasercharakterisierung

Bei der Charakterisierung des Lasers wurde vor allem das Abstimmverhalten in Abhängigkeit von Strom und Temperatur untersucht. Dabei wurde zwischen statischem und dynamischem Abstimmverhalten unterschieden. Beim statischen Abstimmen werden Strom und Temperatur nur sehr langsam verändert (Modulationsfrequenzen  $< 0,01$  Hz), so dass der Laser genug Zeit hat, einen Gleichgewichtszustand zu erreichen und den Veränderungen in vollem Umfang zu folgen. Mit dieser Methode kann der maximale Einsatzbereich des Lasers bestimmt werden.

Für Messungen mit Zeitauflösung im  $\mu\text{s}$ -Bereich sind jedoch Modulationsfrequenzen von mehreren Kilohertz notwendig. Durch die schnelle lineare Änderung des Laserstroms kann der

Laser dieser Änderung nur in immer geringerem Umfang folgen. Zudem kommt es zu einer Verstärkung der Nichtlinearität des Abstimmverhaltens, d. h. zu einer nicht konstanten Zeitabhängigkeit  $dv/dt$  der Laserfrequenz. Bei Nichtbeachten dieses dynamischen Abstimmverhaltens treten Fehler in der Konzentrationsbestimmung auf. Eine genaue Charakterisierung des Lasers ist deshalb für eine präzise Messung absoluter Spezies-Konzentrationen unumgänglich.

### 3.2.1 DFB-DL bei 1370 nm für den H<sub>2</sub>O-Nachweis

Der erste Schritt in der Charakterisierung eines Lasers ist die Bestimmung der emittierten Leistung und des Laserschwellenstroms. Unterhalb der Laserschwelle emittiert die Laserdiode vorrangig durch spontane Emission entstehendes, breitbandiges inkohärentes Licht mit geringer Leistung. Erst oberhalb der Laserschwelle beginnt die stimulierte Emission zu dominieren und es wird schmalbandiges kohärentes Licht emittiert. In Abbildung 3.6 ist die emittierte Leistung des DFB-DL bei 1370 nm in Abhängigkeit vom Betriebsstrom dargestellt. Es handelt sich hierbei um ein DFB-Lasermodule der Firma NEL mit integriertem Peltier-Element, optischem Isolator und Singlemode-Faserkopplung. Die maximale Leistung des Laserlichts aus der Faser beträgt 23 mW.

Ein weiterer wichtiger Faktor ist das sogenannte Seitenmoden-Unterdrückungs-Verhältnis (engl. Side-Mode Suppression Ratio, SMSR). Es liegt bei  $-50$  dB und ist damit für die angestrebten Messungen gut geeignet. Im nächsten Schritt wird der mit dem Laser erfassbare Wellenlängenbereich unter statischen Bedingungen bestimmt, der durch Variation des Betriebsstroms und der Lasertemperatur erreicht werden kann. Abbildung 3.7 zeigt die Emissionswellenlänge des Lasers zum einen bei konstantem Betriebsstrom in Abhängigkeit von der Temperatur (links) und zum anderen bei konstanten Temperaturen von 15, 20 und 25 °C in Abhängigkeit vom Betriebsstrom (rechts). Die Messungen wurden mit einem Spektrum-Analysator (Bristol 721) durchgeführt und die statischen Temperatur- und Stromabstimmkoeffizienten zu  $dv/dT = 0,45 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$  und  $dv/dI = 0,022 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$  bestimmt. In

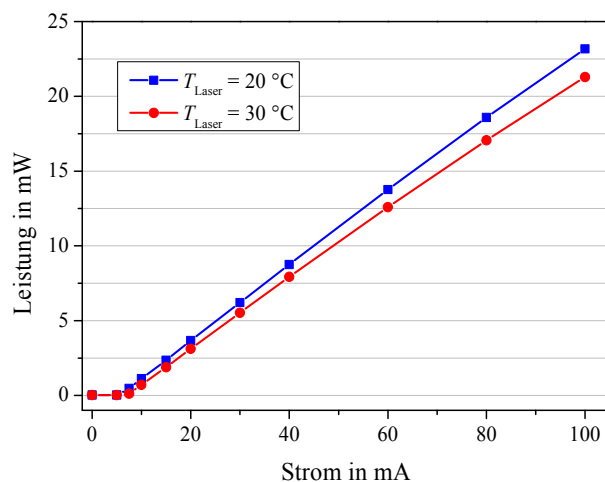


Abbildung 3.6: Emittierte Leistung des verwendeten DFB-DL bei 1370 nm in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.

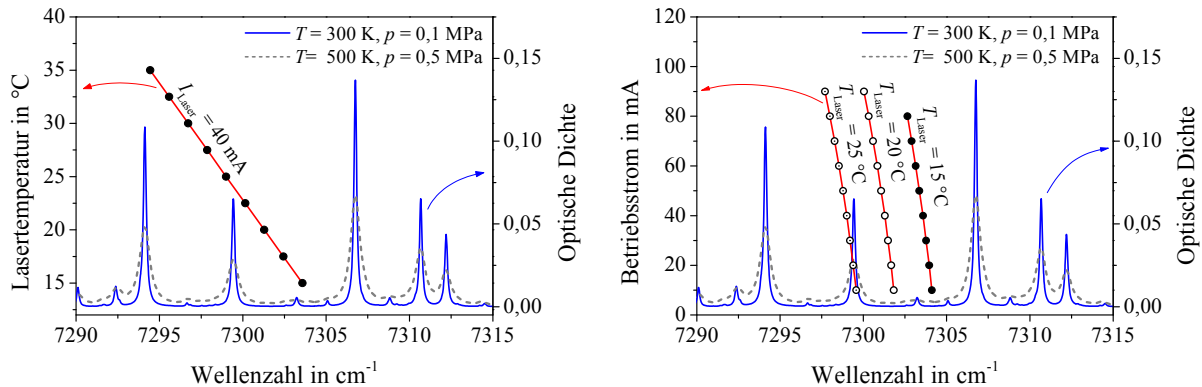


Abbildung 3.7: Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei H<sub>2</sub>O-Absorptionsspektren bei unterschiedlichen Randbedingungen in Blau und Grau abgebildet.

Abbildung 3.7 sind zusätzlich zwei simulierte Spektren (blaue Linie:  $T = 300 \text{ K}, p = 0,1 \text{ MPa}$ ; graue gestrichelte Linie:  $T = 500 \text{ K}, p = 0,5 \text{ MPa}$ ) zu sehen. Anhand dieser beiden Spektren ist bereits zu erkennen, dass der Abstimmbereich des Lasers bei Modulation des Stroms sehr gering ist und je nach Druck nicht das komplette Absorptionsprofil erfasst werden kann.

Die statisch bestimmte Abstimmbarkeit dient der Ermittlung des maximalen Einsatzbereichs des Lasers. Die eigentliche Messung hingegen erfolgt bei sehr hohen Modulationsfrequenzen bis in den Kilohertz-Bereich, woraus sich ein deutlicher Einfluss auf die in der Messung tatsächlich erreichte Abstimmtiefe ergibt. Aus diesem Grund wurde auch die Abstimmtiefe in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz  $f_{\text{mod}}$  in einem Bereich von 140 Hz bis 10 kHz untersucht (Abbildung 3.8, rechts). Sehr gut ist der Abfall in der Abstimmtiefe bei steigender Modulationsfrequenz zu erkennen. Bei  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  kann nur noch ein Bereich von etwa  $1 \text{ cm}^{-1}$  erfasst werden – ein Verlust von 51 % gegenüber einer Modulation mit 140 Hz. Die Bestimmung der dynamischen Abstimmtiefe erfolgte hier, wie für die anderen Messungen auch, mit Hilfe eines Luft-Referenzetalons (Tropel, Modell 350, Fabry-Pérot, Länge 9,982 cm) und einer semiautomatischen Auswertesoftware [125].

Bei einem Etalon handelt es sich um einen optischen Resonator aus zwei gegenüberliegenden, parallelen, reflektierenden Flächen. Der einfachste Fall eines Etalons sind zwei planparallele

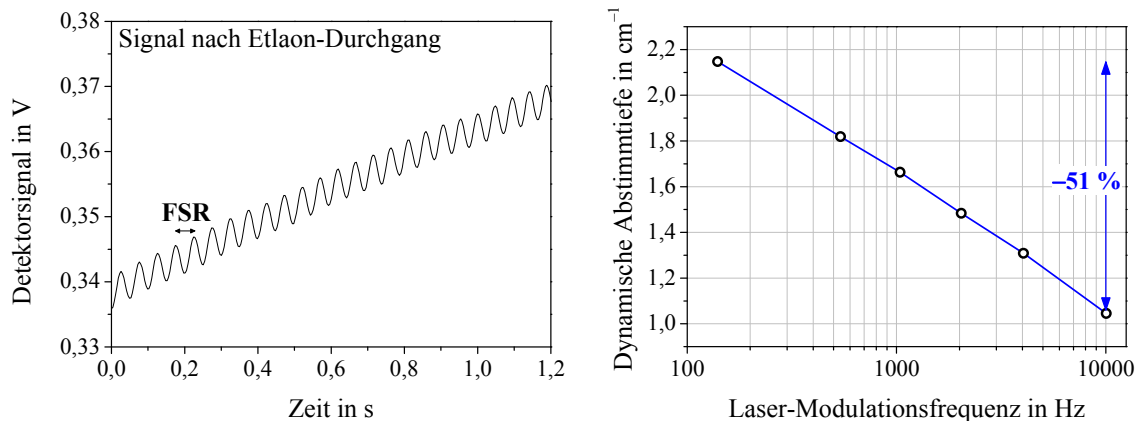


Abbildung 3.8: Detektorsignal beim Etalon-Durchgang zur Bestimmung der Abstimmtiefe (links). Dynamische Abstimmtiefe des DFB-DL in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz (rechts).

Glasscheiben. Durch die parallelen Oberflächen wird ein Teil des Lichts hin- und her-reflektiert, wodurch ein Resonator entsteht, der bewirkt, dass das transmittierte Licht ein Interferenzmuster mit Maxima und Minima aufweist (Abbildung 3.8, links). Der Abstand zwischen zwei Maxima in  $\text{cm}^{-1}$  wird als freier Spektralbereich (engl. Free Spectral Range, FSR) bezeichnet und kann mit folgender Formel aus dem Brechungsindex des Mediums  $n_{\text{Medium}}$ , in diesem Fall von Luft, und der Länge des Etalons  $l$ , definiert als der Abstand der beiden planparallelen Flächen, bestimmt werden [126]:

$$FSR = \frac{1}{2 \cdot n_{\text{Medium}} \cdot l} \quad \text{Gleichung 3.1}$$

Um das genaue zeitliche Abstimmverhalten  $dv/dt$  zu ermitteln, ist es erforderlich, dieses durch Anpassen einer zeitabhängigen Modellfunktion unter Annahme einer exponentiellen thermischen Relaxation des Lasers an den gemessenen Intensitätsverlauf und anschließende Differentiation zu bestimmen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode ist in der Arbeit von S. Wagner [125] zu finden. In der Praxis hat sich gezeigt, dass die Bestimmung von  $dv/dt$  gerade zu Beginn der Rampe – beim Einschalten des Lasers – schwierig ist, da hier ein stark nichtlineares Verhalten und zum Teil auch ein Einschwingprozess stattfindet. Für die Auswertung wurde dieser Bereich daher nicht verwendet, so dass der für die Auswertung nutzbare effektive Abstimmbereich nur 70 bis 80 % der gesamten Abstimmtiefe ausmacht.

### 3.2.2 VCSEL bei 1370 nm für den H<sub>2</sub>O-Nachweis

Zusätzlich zum DFB-DL wurde die Einsetzbarkeit eines VCSEL für innermotorische Messungen untersucht. Die technischen Daten des VCSEL vor allem in Bezug auf Abstimmtiefe und Modulationsfrequenz sind vielversprechend. Die emittierte Leistung ist, wie bei diesem Lasertyp zu erwarten, deutlich niedriger als bei DFB-DL. Hinzu kommt, dass bei der Abnahme nur kleiner Stückzahlen beim VCSEL kein komplettes Lasermodule mit integrierter Faserkopplung verfügbar war. Der VCSEL wird von der Firma Vertilas hergestellt, ist in einem TO5-Gehäuse untergebracht und besitzt bereits ein eingebautes Peltier-Element zur Temperatursteuerung. Die Einkopplung in eine Singlemode-Faser wurde mit zwei asphärischen Linsen realisiert, durch die der Laserstrahl zuerst kollimiert (Thorlabs C220MP-C) und anschließend mit einer kommerziell erhältlichen Fasereinkopplung (Schäfter+Kirchhoff 60SMS-1-4-A11-45) in eine Singlemode-Faser geleitet wird. Abbildung 3.9 (links) zeigt die emittierte Leistung in Abhängigkeit vom Betriebsstrom bei verschiedenen Lasertemperaturen am Faserausgang. Die maximale Leistung beträgt 0,25 mW. Auf der rechten Seite der Abbildung wurde das emittierte Spektrum mit einem Spektrum-Analysator auf die erreichte Unterdrückung von Nebenmoden untersucht. Es konnte eine Unterdrückung der Nebenmoden von SMSR = -23 dB gemessen werden. Das SMSR ist zwar niedriger als beim DFB-DL, reicht aber dennoch für die geplanten Messungen aus.

Auch beim VCSEL mit einer Zentralwellenlänge bei 1370 nm wurde zunächst das statische Abstimmverhalten untersucht. Abbildung 3.10 zeigt das Verhalten bei Variation der Temperatur und konstantem Betriebsstrom (links) und bei Variation des Betriebsstroms und

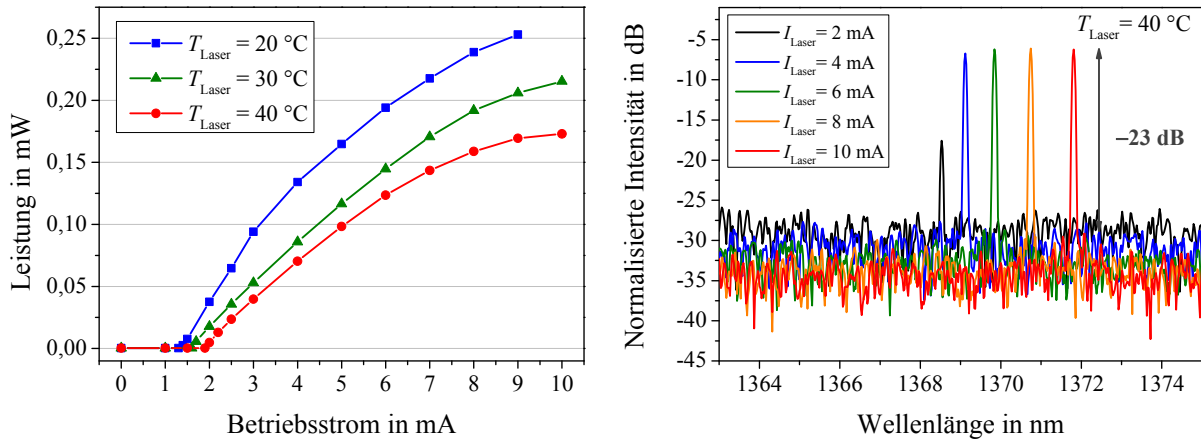


Abbildung 3.9: Strom-Leistungs-Kennlinie des VCSEL (1370 nm) bei  $T = 20, 30$  und  $40\text{ °C}$  (links). Gemessenes Emissionsspektrum mit  $\text{SMSR} = -23\text{ dB}$  (rechts).

konstanter Temperatur (rechts). Im Hintergrund ist das Spektrum mit der selektierten Linie bei 1370 nm bei zwei verschiedenen Druck-Temperatur-Bedingungen zu sehen. Die ebenfalls eingezeichneten orangefarbenen Bereiche zeigen die mit dem DFB-DL bei 1370 nm erreichbare Abstimmtiefe. Erkennbar ist, dass durch die Modulation der Temperatur bei beiden Lasertypen eine etwa gleich weite Abstimmung der Wellenlänge induziert werden kann. Bei der Variation des Betriebsstroms ist aber der Vorteil des VCSEL deutlich zu erkennen. Durch Modulation des Stroms kann hier ein ähnlich großer Bereich erfasst werden wie durch die Modulation der Temperatur. Da für die In-situ-Messungen nur eine Modulation des Laserstroms ausreichend schnell durchgeführt werden kann, eignet sich der VCSEL im Besonderen für schnelle Messungen und erlaubt, das komplette Absorptionsprofil auch bei höheren Drücken zu erfassen. Die statischen Temperatur- und Stromabstimmkoeffizienten wurden zu  $dv/dT = 0,55\text{ cm}^{-1}/\text{K}$  und  $dv/dI = 2,08\text{ cm}^{-1}/\text{mA}$  bestimmt.

Des Weiteren zeigt Abbildung 3.10 (rechts), dass die selektierte Linie mit dem Laser nur bei Lasertemperaturen über  $25\text{ °C}$  erfasst werden kann. Für dynamische Messungen mit einer Standard-Dreieckmodulationsrampe ist sogar eine Lasertemperatur von  $40\text{ °C}$  erforderlich. Dabei ist zu beachten, dass bei steigender Lasertemperatur die emittierte Leistung sinkt

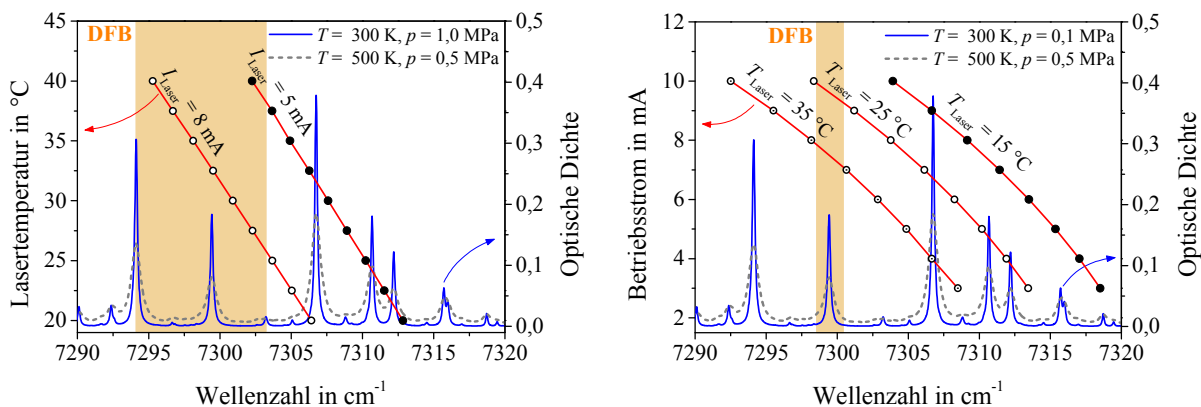


Abbildung 3.10: Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei  $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionsspektren in Blau und Grau abgebildet sowie der abstimmbare Bereich des DFB-DL (orange).



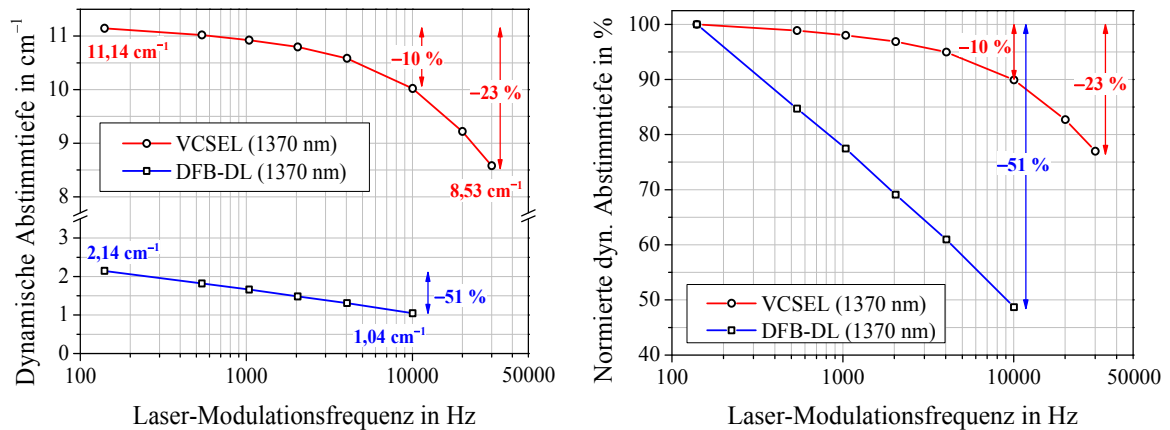


Abbildung 3.11: Dynamische Abstimmtiefe des VCSEL und des DFB-DL bei 1370 nm in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz.

(Abbildung 3.9 bzw. Kapitel 2.2.1). Um den Laser ebenfalls bei niedrigeren Temperaturen und damit höherer Leistung betreiben zu können, wurde eine alternative Modulationsrampe verwendet. Diese wird in Kapitel 5.2.3 beschrieben.

Ebenfalls unterscheidet sich das dynamische Abstimmverhalten des VCSEL zum DFB-DL deutlich. Abbildung 3.11 zeigt die beiden Lasertypen im direkten Vergleich (links: absolute Abstimmtiefe, rechts: normierte Abstimmtiefe). Die dynamische Abstimmtiefe des VCSEL beträgt bei Modulationsfrequenzen von 140 Hz etwa das 5,5fache des DFB-DL. Dabei wurde nicht die maximale Abstimmtiefe des VCSEL für die Messung verwendet, sondern nur so weit moduliert, dass das gesamte Absorptionsprofil erfasst wurde, was aufgrund der Limitierung bei der Datenaufnahme nötig ist (siehe dazu auch Kapitel 4.2). Die Verringerung in der Abstimmtiefe durch Erhöhung der Modulationsfrequenz ist beim VCSEL deutlich niedriger als beim DFB-DL. Verliert der DFB-DL bei einer Modulationsfrequenz von 10 kHz etwa 50 % an Abstimmtiefe im Vergleich zu 140 Hz, sind es beim VCSEL nur etwa 10 % und damit immer noch eine um den Faktor 10 größere Abstimmtiefe als beim DFB-DL. Selbst bei Modulationsfrequenzen von 30 kHz liegt die Abstimmtiefe des VCSEL noch deutlich über  $8 \text{ cm}^{-1}$ .

### 3.2.3 VCSEL bei 1392 nm für die Zwei-Linien-Thermometrie

Für die Messungen der Temperatur mit Zwei-Linien-Thermometrie fiel die Entscheidung ebenfalls auf einen VCSEL, wie bereits im Kapitel 3.1.2 erläutert. Die bevorzugte Nutzung eines VCSEL stellt sicher, dass durch die große Abstimmtiefe des VCSEL beide Linien zeitgleich erfasst werden. Außerdem wird der deutlich kompliziertere Aufbau aus zwei DFB-DL mit Multiplexing-Verfahren vermieden.

Der VCSEL bei 1392 nm ist ebenfalls von der Firma Vertilas hergestellt, dieser konnte allerdings schon in einem kompletten Modul mit integriertem Peltier-Element und Singlemode-Faserkopplung beschafft werden. Abbildung 3.12 zeigt links die Laserkennlinie bei verschiedenen Lasertemperaturen. Bei der Beschaffung wurde besonders auf eine hohe Leistungsausbeute geachtet, so dass mit einer werkseitig integrierten Faserkopplung eine Lichtleistung von maximal 0,8 mW zur Verfügung steht. Die maximale Leistung des VCSEL bei

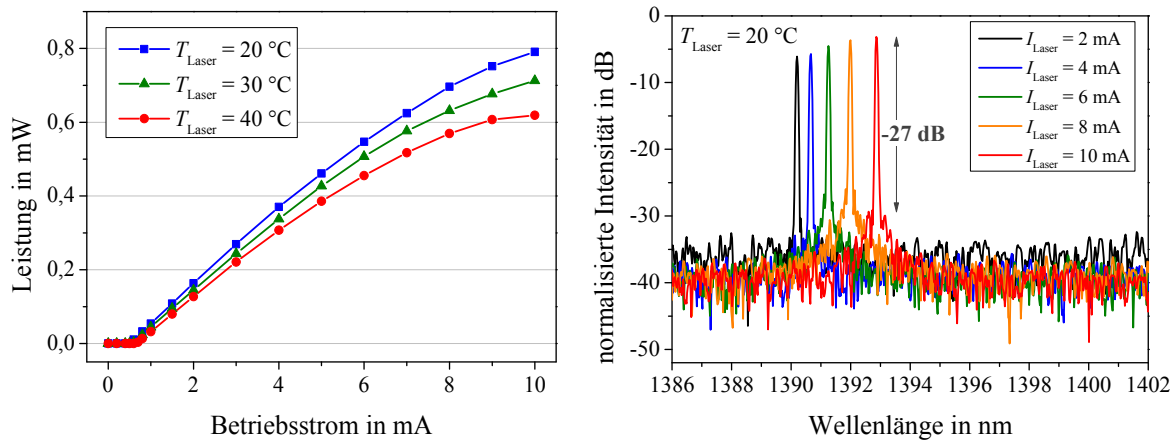


Abbildung 3.12: Strom-Leistungs-Kennlinie für den VCSEL bei 1392 nm (links). Gemessenes Emissionspektrum mit SMSR = -27 dB (rechts).

1392 nm liegt damit um mehr als den Faktor 3 höher als die des VCSEL bei 1370 nm. Auch das SMSR ist mit -27 dB ausreichend (Abbildung 3.12, rechts).

Die Untersuchungen zur statischen Abstimmtiefe (Abbildung 3.13) zeigen, dass die Abstimmbarkeit mit Temperatur (links) und Strom (rechts) vergleichbar ist mit der des VCSEL bei 1370 nm ( $dv/dT = 0,54 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ ;  $dv/dI = 1,75 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$ ). Die Abstimmtiefe ist ausreichend, um beide selektierten Linien, die mit 1 und 2 in der Abbildung gekennzeichnet sind, zeitgleich durch Modulation des Laserstroms zu erfassen. Die Modulationsrampe ist so gewählt, dass beide Absorptionslinien sowie die nötigen Nachbarbereiche erfasst werden können, wozu eine dynamische Abstimmtiefe von mindestens  $8 \text{ cm}^{-1}$  nötig ist. Selbst bei einer Modulationsfrequenz von 30 kHz kann mit diesem Laser noch ein Spektralbereich von über  $10 \text{ cm}^{-1}$  erfasst werden.

Beim Verlust an dynamischer Abstimmtiefe zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei dem VCSEL bei 1370 nm. Es ergibt sich bei  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  eine Reduzierung um 9 % (VCSEL bei 1370 nm: 10 %) und bei  $f_{\text{mod}} = 30 \text{ kHz}$  bei beiden VCSEL von 23 %.

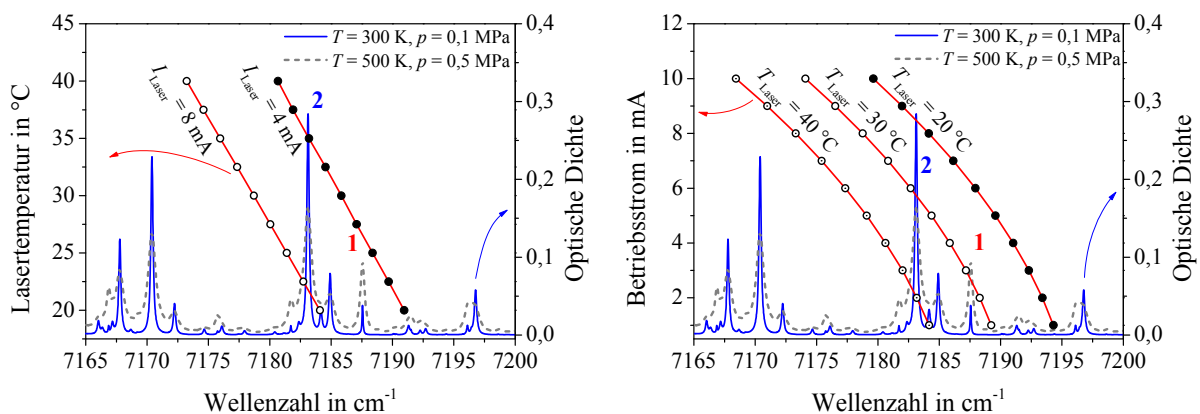


Abbildung 3.13: Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei  $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionsspektren bei unterschiedlichen Randbedingungen in Blau und Grau abgebildet.



## 4 Spektrometeraufbau

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau der Spektrometer für die anschließend gezeigten Messungen. Zuerst wird auf den allgemeinen Aufbau und die verwendeten Komponenten eingegangen. Besonders eingehend beschrieben werden das Datenerfassungssystem, an das wegen der hohen Zeitauflösung große Anforderungen gestellt wurden sowie die Verknüpfung zwischen Spektrometer und Motorprüfstand. Außerdem wird die allgemeine Vorgehensweise und Methodik zur Auswertung der gemessenen TDLAS-Signale dargestellt. Des Weiteren werden die entwickelten faseroptischen Schnittstellen für die Verbindung zwischen Spektrometer und Motor vorgestellt, die zum einen für zwei Einzylindermotoren und zum anderen für einen modifizierten Serienmotor entwickelt wurden. Die entsprechenden Motoren standen am Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen sowie am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) am Center of Smart Interfaces (CSI) der Technischen Universität Darmstadt zur Verfügung.

### 4.1 Verwendete Komponenten

Das Setup für ein TDLAS-Spektrometer ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Über einen Funktionsgenerator (Agilent 33220A) wird eine Spannung mit einer vorgegebenen Rampe (beispielsweise dreiecks- oder sägezahnförmig) moduliert. Der Lasertreiber (Thorlabs LDC8002 (DFB-DL) bzw. LDC200CV (VCSEL)) wandelt diese Spannung in eine Modulation des Laserstroms um. Zusätzlich wird über eine Temperatursteuering (Thorlabs TED8020) und das im Lasergehäuse integrierte Peltier-Element die Lasertemperatur auf den gewünschten Wert geregelt. Das Laserlicht wird über eine Singlemode-Faser zur Probe

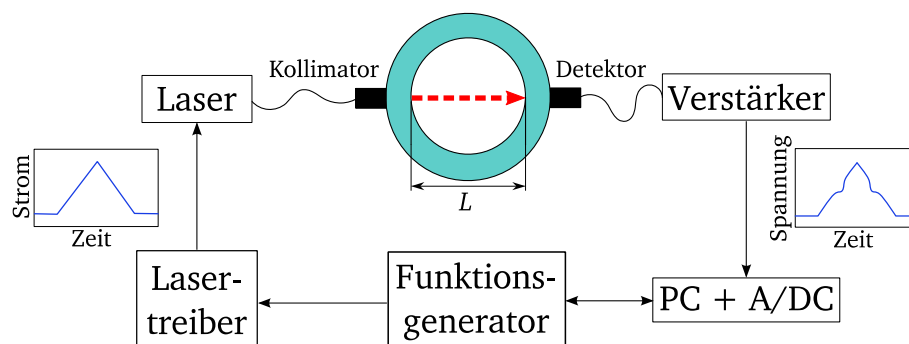


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines TDLAS-basierten Spektrometers.

geleitet. In der Abbildung ist schematisch der Brennraum mit der Absorptionslänge  $L$  dargestellt. Das Licht wird dort kollimiert, durch die Probe geleitet und mit einem InGaAs-Detektor (Hamamatsu G8370-01) erfasst. Über einen Transimpedanz-Verstärker (Femto DLPCA-100, 14–175 MHz Bandbreite) wird das Signal verstärkt und mit einem Datenerfassungssystem (engl. Data Acquisition, DAQ) aufgezeichnet.

---

## 4.2 Datenerfassung und -bearbeitung

---

Durch die hohe Zeitauflösung von mindestens 250  $\mu$ s, die für Messungen an Verbrennungsmotoren benötigt wird, sind auch die Anforderungen an das DAQ-System entsprechend hoch. Als Basis des DAQ-Systems dient ein PXIe 1073 Chassis der Firma National Instruments, welches bis zu fünf Analog/Digital-Wandler (engl. Analog-to-Digital Converter, ADC), sogenannte PXI-/PXIe-Module aufnehmen kann (PXI: PCI eXtensions for Instrumentation). Aufgrund der hohen zu verarbeitenden Datenmengen wird die Datenerfassung auf zwei dieser Module aufgeteilt.

Das ADC-Modul PXIe 5122 hat eine Datenerfassungsrate von  $100 \cdot 10^6$  Werten pro Sekunde bzw. 100 Mega-Sample/s (MS/s) bei einer Auflösung von 14 bit, allerdings begrenzt auf zwei Kanäle. Mit diesem Modul werden deshalb nur die Signale verarbeitet, die mit einer hohen Datenrate erfasst werden müssen. Dies ist zum einen das Detektorsignal, zum anderen das Triggersignal des Funktionsgenerators. Beide Signale (Detektor- und Triggersignal) werden kontinuierlich erfasst und die einzelnen Scans werden erst bei der Datennachbearbeitung anhand der Triggersignale in einzelne Scans aufgeteilt. Zudem kommt ein weiteres ADC-Modul (PXI 5105) mit einer Erfassungsrate von bis zu 60 MS/s simultan auf maximal acht Kanälen bei einer Auflösung von 12 bit zum Einsatz. Es dient der Erfassung wichtiger Signale des Prüfstandes, die später für die Zuordnung der gemessenen Scans zu den entsprechenden Kurbelwinkeln genutzt werden.

Das Verfahren zur Zuordnung der Scans zum jeweils zugehörigen Kurbelwinkel sowie Druck und Temperatur und die allgemeine Synchronisation mit dem Prüfstand werden im Folgenden kurz beschrieben. Zuerst findet mit Hilfe der aufgezeichneten Triggersignale des Funktionsgenerators eine Trennung des Detektorsignals in einzelne Scans statt (vgl. Abbildungen 2.10 und 2.11). Über ein vom Prüfstand ausgegebenes Triggersignal wird der Start der Messreihe definiert, um einen gemeinsamen Bezugspunkt zwischen den Messungen des Spektrometers und des Prüfstandes festzulegen. Des Weiteren werden vom Prüfstand zwei zusätzliche Triggersignale ausgegeben, über die die Zuordnung der Scans zum Kurbelwinkelgrad realisiert wird. Ein Triggersignal wird zum ZOT und/oder UT ausgegeben, ein weiteres Triggersignal vom Kurbelwinkelgeber alle 0,1° bzw. 0,2° KW (Kurbelwinkeltrigger), je nach Prüfstand.

Beide ADC-Module werden zu Beginn einer Messung auf eine 10 MHz Referenzfrequenz synchronisiert, nehmen die Daten aber mit unterschiedlicher Datenrate auf (PXI 5122: 4–33 MS/s, PXI 5105: 1–4 MS/s). Dabei werden die Datenerfassungsraten so gewählt, dass beim DFB-DL die steigende Rampe mit 1000 Messwerten (Pixel) erfasst wird. Da der VCSEL

über einen deutlich größeren Spektralbereich abgestimmt wird, werden in diesem Fall knapp 3 200 Pixel für die steigende Rampe aufgenommen (siehe auch Kapitel 5.2.3). Obwohl das PXIe-Modul mit einer maximalen Datenerfassungsrate von 100 MS/s spezifiziert ist, konnten bisher nur maximal 33,3 MS/s kontinuierlich gespeichert werden. Als größte Schwierigkeit stellt sich hier das Abspeichern der großen Datenmengen dar. Bei 100 MS/s müssen rund 175 Megabyte (MB) Daten pro Sekunde und pro Kanal gespeichert werden. Um die Datenerfassung mit 33,3 MS/s auf zwei Kanälen sowie mindestens zwei Kanäle des anderen PXI-Moduls mit jeweils 4 MS/s zu ermöglichen, ist es erforderlich, mindestens 130 MB/s kontinuierlich abzuspeichern. Dafür wurde eine schnelle Solid-State-Festplatte (SSD) mit theoretischen Transferraten von bis zu 500 MB/s verwendet. Messungen mit einer Modulationsfrequenz von 30 kHz konnten daher nur mit etwa 1 100 Pixeln pro steigender Rampe aufgezeichnet werden. Bei noch höheren Modulationsfrequenzen würde die Zahl der Messwerte pro Rampe so gering ausfallen, dass die Absorptionslinie nicht mehr ausreichend genug aufgelöst werden kann. Die maximale Zeitauflösung ist demzufolge im Moment vorrangig durch das DAQ-System und nicht durch das Lasersystem beschränkt.

Über das bekannte Verhältnis der Datenraten der beiden ADC-Wandler kann der Scan bestimmt werden, der zum Zeitpunkt des ZOT/UT-Triggers gemessen wurde. Diesem wird dann der entsprechende Kurbelwinkel von  $0^\circ$  bzw.  $-180^\circ$  KW zugeordnet. Für den nächsten Scan wird die Anzahl der vergangenen Kurbelwinkeltrigger bestimmt, um den zum Scan gehörenden Kurbelwinkel zu ermitteln. Dieses Verfahren wird bis zum nächsten gemessenen ZOT/UT-Trigger fortgesetzt und dann wiederholt. Die Messung des Druckverlaufs wird über den Prüfstand realisiert und dort separat gespeichert. Den Einzelscans wird anschließend über den Kurbelwinkel der zugehörige Druckwert zugeordnet. Sollte die Kurbelwinkelauflösung des Scans höher sein als die vom Prüfstand gemessene, findet eine lineare Interpolation statt. Die Temperatur kann sowohl über eine adiabatische/polytrope Berechnung aus dem Druck erfolgen oder, wenn verfügbar, auch separat von externen Quellen eingelesen werden. Eine genaue Beschreibung zur Temperaturbestimmung findet sich im späteren Kapitel 5.1.1. Die Umsetzung der Datenerfassung und späteren Datenbearbeitung wurde von A. Klein (PTB) in LabView realisiert.

---

### 4.3 Datenauswertung

---

Im Folgenden wird auf die allgemeine Vorgehensweise zur Bestimmung der Linienfläche eingegangen, die sowohl für die Konzentrations- (Gleichung 2.52) als auch für die Temperaturbestimmung (Gleichung 2.54) benötigt wird. Abweichungen von dieser Vorgehensweise werden im entsprechenden Kapitel über die Messungen aufgegriffen und diskutiert. Wie bereits im Kapitel 2.4 besprochen, wird zuerst das gemessene Detektorsignal vom Zeitraum in den Frequenzraum transformiert. Dies geschieht mit dem einmal für jeden Betriebspunkt des Lasers (Temperatur, Strom, Modulationsrampe und Modulationsfrequenz) bestimmten dynamischen Abstimmverhalten  $dv/dt$  (Kapitel 2.4). Danach erfolgt die Anpassung eines Basislinien-Polynoms an die Rampe zur Elimination der Amplituden-

modulation, wobei je nach Lasertyp und Modulationsfrequenz ein Polynom 3. oder 4. Grades zum Einsatz kommt.

Gleichzeitig erfolgt die Anpassung eines oder mehrerer Voigt-Profile an das gemessene Spektrum. Das Profil wird dabei über Linienfläche, Linienbreite und Linienposition definiert. Für die Anpassung wird ein Levenberg-Marquardt-Algorithmus [118] verwendet, der die Methode der kleinsten Quadrate nutzt und die Funktionswerte solange anpasst, bis das berechnete Profil gegen die Messdaten konvergiert. Die Doppler- und Stoßverbreiterung des Profils wird hierbei aus Druck, Temperatur, Verbreiterungs- und Temperaturkoeffizienten nach den Gleichungen 2.28 und 2.30 berechnet. Diese Berechnung ermöglicht eine Überprüfung sowohl der richtigen Zuordnung von Scan zu Kurbelwinkel bzw. Druck als auch eine Überprüfung der Randparameter (Druck und Temperatur) an sich, da es ansonsten zu einer signifikanten Abweichung zwischen berechneter und gemessener Breite kommen würde.

Für Messungen bei höheren Drücken ist je nach Abstimmtiefe des Lasers die Berechnung der Linienbreite außerdem erforderlich, um die Freiheitsgrade des Auswerte-Algorithmus zu reduzieren und eine Bestimmung von Basislinien-Polynom und Linienprofil zu erlauben. Bei der Berechnung der Linienbreite wird die Selbstverbreiterung ebenfalls mit berücksichtigt. Die Bestimmung der Selbstverbreiterung ist aber nicht trivial, da hierfür die Konzentration, die das eigentliche Ziel der Messung ist, benötigt wird. Daher wird ein iterativer Prozess durchgeführt, der sich aus wiederholtem Bestimmen der Konzentration und Berechnen der Selbstverbreiterung zusammensetzt, bis die Konzentration zu einem Wert konvergiert. Die Linienposition wird je nach Signalqualität als freier Parameter verwendet oder aber zuerst bei guter Signalqualität bestimmt und im weiteren Verlauf druckabhängig über die in HITRAN08 hinterlegte Druckverschiebung nachgeführt. Weitere Linienprofile, die wegen zu geringer Absorption oder Überlagerung nicht direkt angepasst werden können oder sich außerhalb des erfassten Spektralbereichs befinden, werden mit Hilfe von HITRAN08-Daten und der Hauptlinie als Stützstelle berechnet. Eine genaue Auflistung aller für die Auswertung einbezogenen Übergänge ist im Anhang A.1 aufgeführt. Eine detailliertere Beschreibung des allgemeinen Auswerteverfahrens findet sich in der Dissertation von S. Wagner, der an einem Großteil der Umsetzung in eine LabView-basierte Auswertsoftware beteiligt war [99].

Da eine Mittelung über mehrere Scans aufgrund der hohen Zeitauflösung nicht möglich war, die Signale aber zum Teil von elektrischem Rauschen gestört wurden, wurden verschiedene Filter eingesetzt, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. Signal-to-Noise Ratio, SNR) zu verbessern. Als Hauptstörquelle hat sich bei den Messungen an den beiden Einzylindermotoren die Motorbremse herausgestellt, die den Motor im geschleppten Betrieb antreibt bzw. die im gefeuerten Betrieb als Bremse dient. Bei der Verwendung von Filtern wurde ein gleitender Durchschnitt über fünf Werte gewählt. Außerdem wurde darauf geachtet, dass die dadurch hervorgerufenen Veränderungen in der Linienbreite die ermittelte Konzentration um weniger als 0,5 % beeinflussten. Durch die Verwendung dieser Filter konnte das SNR verdoppelt werden.

#### 4.4 Faseroptische Motorschnittstellen

Bei der innermotorischen Messung mit optischen Sensoren ist die größte Herausforderung – neben der hohen Anforderung an die Spektroskopie und die Datenerfassung – der Zugang zum Brennraum. Abbildung 4.2 zeigt schematisch den Aufbau an einem Einzylindermotor zur Bestimmung der globalen Restgaskonzentration über eine Strecke durch den Zylinder. Besonders bei Serienmotoren ist der Zugang durch entsprechende Modifikationen, wenn überhaupt, nur über sehr kleine Zugänge möglich, deren Geometrie nicht zwangsläufig für eine Line-of-Sight-Methode wie TDLAS geeignet sein muss. Zudem müssen die Zugänge in den Brennraum druckdicht verschlossen sein, um keine Störungen des normalen Motorverhaltens zu verursachen. Hinzu kommen die Anforderungen an Temperaturwiderstandsfähigkeit ( $\sim 2000$  K) und Druckfestigkeit ( $\sim 3$  MPa). Zusätzlich verursachen die meistens verwendeten planen Fenster starke optische Interferenzen durch Mehrfachreflexion an den planen Oberflächen. Um diese Fülle an Anforderungen für die ersten innermotorischen Untersuchungen einzugrenzen, wurden die Messungen an besonderen Einzylinderforschungsmotoren durchgeführt. Diese Motoren sind speziell für optische Messverfahren ausgelegt und erlauben sowohl den Austausch des Kolbenbodens als auch von Teilen des Zylinders durch Elemente aus Quarz- oder Saphirglas.

Alle im Folgenden beschriebenen Komponenten wurden, soweit nicht anders angegeben, vom Autor dieser Arbeit entwickelt. Für den oben genannten Forschungsmotor wurde eine faseroptische Schnittstelle zur Verbindung zwischen Spektrometer und Motor entworfen. Die ersten Messungen an diesem Motortyp wurden am Einzylindermotor des IVG durchgeführt, der den optischen Zugang zum Brennraum über einen Quarzglasring ermöglicht. Nach erfolgreichen Messungen wurde eine weitere Schnittstelle entwickelt, die nur zwei kleine gegenüberliegende optische Zugänge in einem Metallring nutzt. Dieser Aufbau ähnelt deutlich mehr den Bedingungen, die bei einem Einsatz an einem Serienmotor zu erwarten sind. Schließlich wurde für Messungen an einem weiteren Einzylindermotor am RSM die Schnittstelle an die leicht veränderte Geometrie des Motors angepasst. Deutlich schwieriger

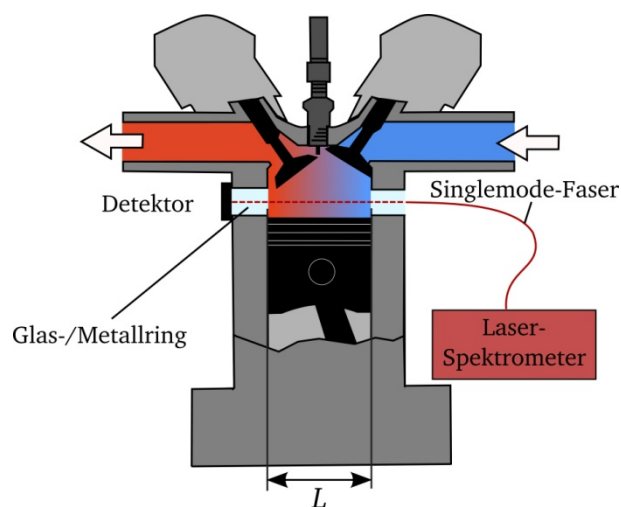


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Messstrecke durch den optischen Zugang zum Brennraum eines Einzylindermotors.

war die Entwicklung einer Schnittstelle für einen modifizierten Serienmotor, der ebenfalls am IVG zur Verfügung stand. Dieser Serienmotor besitzt zwar mehrere Zugänge zum Brennraum, ursprünglich für Laser-induzierte-Fluoreszenz-(LIF)-Messungen verwendet, jedoch erlauben sie aufgrund ihrer Position kein direktes Durchstrahlen des Brennraums. Bei der Entwicklung musste deshalb nicht nur die Druck- und Temperaturfestigkeit, die geringe Größe der Zugänge und die Vermeidung von optischen Rückreflexen gelöst, sondern auch eine Umlenkung des Laserstrahls im Brennraum realisiert werden.

In den folgenden Abschnitten findet sich die genaue Beschreibung der entwickelten Schnittstellen mit einer Auflistung der Anforderungen, der technischen Umsetzung und der Leistungsfähigkeit. Weitere Details zu den technischen Daten aller Motoren werden im späteren Kapitel 5.1 (Einzyliermotor) bzw. Kapitel 8 (Serienmotor) aufgeführt.

---

##### 4.4.1 Schnittstellen für Einzyliermotoren

---

Der am IVG vorhandene Einzyliermotor ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Direkt unter dem Zylinderkopf kann der erwähnte Quarzglasring eingesetzt werden. Zu erkennen ist ebenfalls, dass der Motorblock weite Teile um den Glasring ausfüllt, so dass der verfügbare Platz für eine Schnittstelle stark begrenzt ist. Auf der rechten Seite der Abbildung ist der verwendete Quarzglasring (Höhe: 29–40,5 mm,  $\varnothing_{\text{Innen}}$ : 84 mm,  $\varnothing_{\text{Außen}}$ : 120 mm) zu sehen.

Bei der Entwicklung wurden folgende Anforderungen an die Schnittstelle gestellt:

- Zulassung des Durchstrahlens des Brennraums
- Stabilität während des Motorbetriebs
- Möglichkeit zur Justage des Strahlverlaufs
- Anbindung über Singlemode-Faser
- Unterdrückung optischer Interferenzen
- Unterdrückung von Umgebungsluft auf den Außenstrecken.

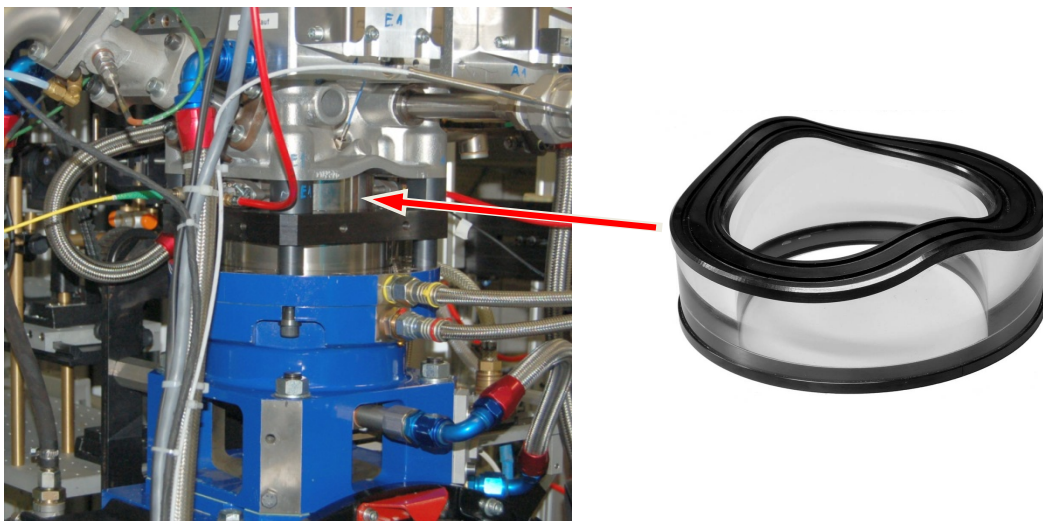


Abbildung 4.3: Einzyliermotor am IVG (links) und der teilweise verwendete Quarzglasring (rechts).  
(Foto: C. Meffert, IVG)



Zunächst wird auf die verwendeten optischen Komponenten und den Aufbau der Schnittstelle eingegangen. Im Anschluss wird die technische Umsetzung erläutert. Da die eingesetzten Laser alle über eine Singlemode-Faserkopplung verfügen, konnte zur Kollimierung des Laserstrahls ein kommerzieller Faserkollimator eingesetzt werden. Dabei wurde ein Kollimator der Firma Thorlabs (CFC-5X-C) verwendet, der einen sehr kleinen Strahldurchmesser von 0,87 mm formt und so die Lichtmenge am Detektor erhöht, was besonders für den Einsatz des VCSEL von Vorteil war. Auf der gegenüberliegenden Seite wurde das Licht ohne weitere Optiken auf die aktive Fläche ( $\varnothing 1\text{ mm}$ ) eines InGaAs-Detektors (Hamamatsu 8370-01) geleitet.

Beim zentralen Durchstrahlen des Glasrings kommt es zu mehreren Reflexionen an den „planen“ Flächen des Rings (Abbildung 4.4, links), die zu optischen Störungen führen. Durch leichtes Versetzen des Laserstrahls um  $x = 5\text{ mm}$  konnten diese Störungen deutlich reduziert und das SNR um den Faktor 140 verbessert werden.

Für die Befestigung der optischen Komponenten wurde anfangs eine zweiteilige Manschette entwickelt, die um den Glasring geklemmt werden kann (Abbildung 4.4, rechts). Auf zwei gegenüberliegenden Seiten kann damit jeweils ein zweistufiges Justagemodul angebracht werden. Zwischen den Justagemodulen befindet sich jeweils ein O-Ring, der die notwendige Elastizität besitzt, um das Modul durch Druck bzw. Zug von sechs bzw. in der zweiten Stufe von vier Schrauben zu verkippen. Damit ist eine Justage des Kollimators und des Detektors möglich.

In einer zweiten Iteration konnte der Aufbau auf nur ein Justagemodul pro Seite reduziert werden. Dadurch wurde die Strecke verkürzt, die der Laserstrahl außerhalb des Brennraums zurücklegt. Diese Verkürzung ist von Bedeutung, da die Umgebungsluft auf diesen Strecken zu einer zusätzlichen Absorption führt. Aus diesem Grund wurden die Außenstrecken so kurz wie möglich gehalten und mit trockenem Stickstoff gespült. Durch die Einbauposition des Rings konnte der Bereich von  $-43^\circ$  bis  $+43^\circ$  KW nicht erfasst werden, da zu diesem Zeitpunkt der Kolben den Laserstrahl blockierte. Aufgrund des begrenzten Platzangebotes war ein höher gelegener Zugang allerdings nicht realisierbar.

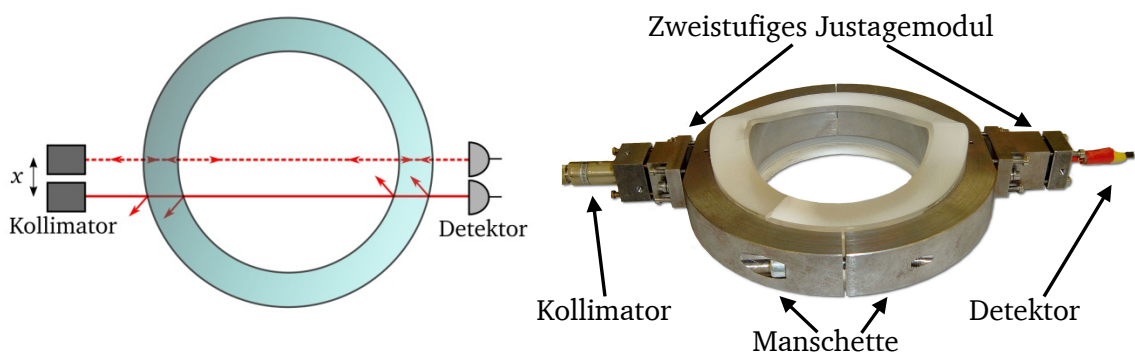


Abbildung 4.4: Fasergekoppeltes Interface für den Einzylindermotor am IVG.

Diese Schnittstelle besitzt noch zwei weitere Einschränkungen:

- Der Einbau der Schnittstelle ist aufwendig, da die Manschette erst angelegt werden kann, wenn der Ring bereits im Motorblock verbaut ist. Die Justage muss deshalb komplett im eingebauten Zustand erfolgen und nach jedem Aus- und Einbau erneut durchgeführt werden. Da gerade bei Verwendung des Glasrings dieser öfter auf Schäden überprüft werden muss, ist ein häufiger Ein- und Ausbau unvermeidlich.
- Der optische Zugang durch einen großen Glasring entspricht nicht den Bedingungen, die bei einem Vollmetallmotor mit nur kleinen Bohrungen zum Brennraum zur Verfügung steht.

Aus diesen Gründen wurde die Entwicklung einer weiteren Schnittstelle angestrebt, die zum einen die Handhabung deutlich vereinfachen sollte und zum anderen näher an die Randbedingungen eines Vollmetall-/Serienmotors mit minimal invasiven Zugängen anknüpft. Daher wurde in Zusammenarbeit mit C. Meffert (IVG) ein massiver Metallring mit der Geometrie des Glasrings angefertigt, der über zwei gegenüberliegende Zugänge mit jeweils einem Durchmesser von 16 mm verfügt (Abbildung 4.5, links) [127]. In diese beiden Zugänge kann jeweils ein Saphir-Fenster eingelassen werden, dessen Form so gefertigt wurde, dass keine Fläche parallel zum Kollimator oder Detektorfenster steht. Optische Interferenzen an den Fensteroberflächen können dadurch vermieden werden. Die genaue Geometrie des Fensters, die durch die Analyse mit optischen Ray-Tracing-Verfahren entwickelt wurde, ist ebenfalls in Abbildung 4.5 (rechts) dargestellt. Zusätzlich wurde die Seite außerhalb des Brennraums mit einer Anti-Reflexionsbeschichtung (AR-Coating) versehen, die Temperaturen bis 773 K widerstehen kann und optische Interferenzen weiter unterdrückt.

Die Fenster werden durch einen Anpressring zusammen mit einer O-Ring- und einer Graphitdichtung in den Metallring gepresst, um den Zugang zum Brennraum druckdicht zu verschließen. Auf der anderen Seite des Anpressrings können die bereits für die erste Schnittstelle entwickelten Justagemodule angebracht werden. Durch den kompakteren Aufbau konnte diese Schnittstelle außerhalb des Motors vorjustiert werden, so dass nach Einbau nur noch eine Feinjustage notwendig war. Beide Schnittstellen erzeugen keine

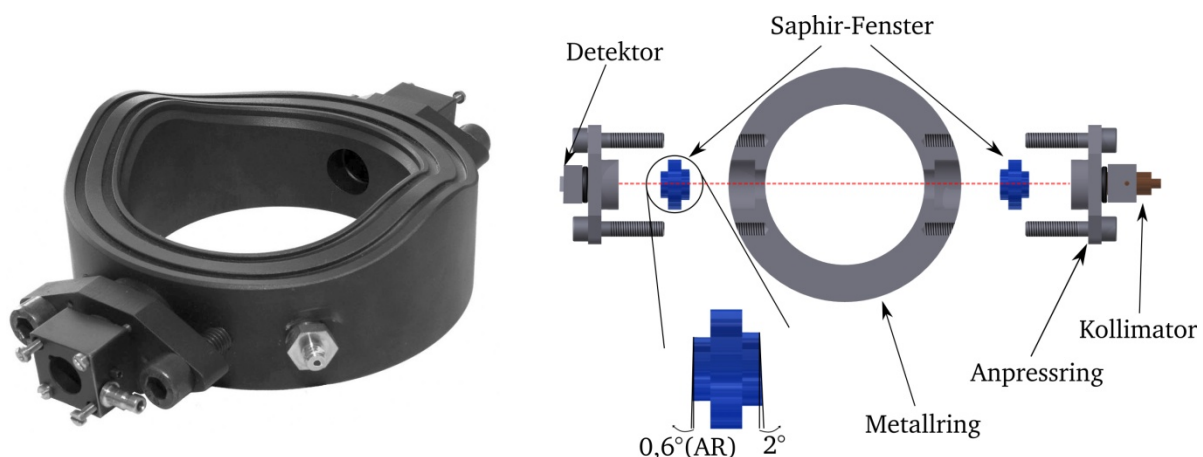


Abbildung 4.5: Entwickeltes Interface für den Einzylindermotor am IVG mit einem robusteren Metallring und zwei gekielten, schräg eingebauten Saphir-Fenstern. (Foto: C. Meffert)



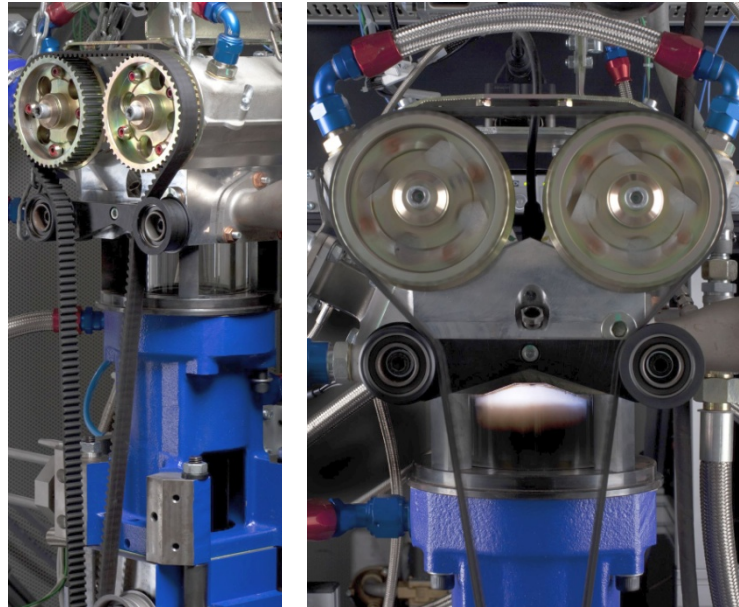


Abbildung 4.6: Einzylindermotor am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM).  
(Foto: CSI - TU Darmstadt, Katrin Binner)

störenden optischen Interferenzen, wodurch eine gute optische Auflösung im Bereich von  $2,5 \cdot 10^{-4}$ – $5,7 \cdot 10^{-4}$  erzielt werden konnte [128].

Der Einzylindermotor am RSM ist vom Prinzip her sehr ähnlich zum Motor am IVG aufgebaut, allerdings besitzt der optische Zugang eine andere Form und ist deutlich größer (Abbildung 4.6). Für die Schnittstelle wurde die Idee der beiden Manschetten wieder aufgegriffen und an die veränderte Geometrie des Motors angepasst. Zusammen mit B. Kühnreich (PTB, RSM) wurden zwei Module entwickelt, die an gegenüberliegenden Seiten an den Glasring angelegt werden können (siehe Abbildung 4.7). Diese werden mit vier Gewindestangen anschließend an den Ring gepresst. Hierfür können dieselben Justagemodule wie für die bisherigen Schnittstellen verwendet werden. Zur Unterdrückung optischer Interferenzen läuft der Laserstrahl ebenfalls dezentral um 5 mm versetzt durch den Glasring. Durch die deutlich größere Höhe des Glasrings (66 mm) und der allgemein besseren

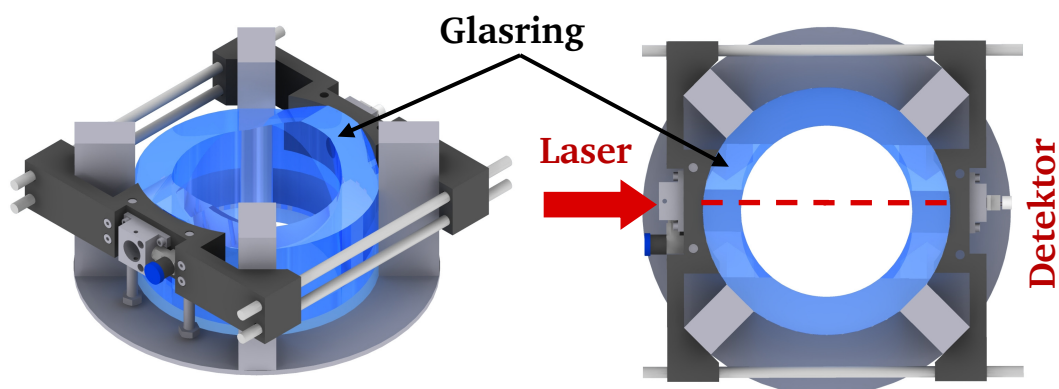


Abbildung 4.7: Fasergekoppeltes Interface für den Einzylindermotor am RSM, basierend auf dem Interface für den Motor am IVG.

Zugänglichkeit aufgrund des Motoraufbaus konnte die Schnittstelle so angebracht werden, dass der Laserstrahl direkt unter der Zündkerze durch den Brennraum verläuft und nicht vom Kolben blockiert werden kann. Auf diese Weise ist eine Untersuchung des kompletten Motorzyklus von  $-360^\circ$  bis  $+360^\circ$  KW möglich.

##### 4.4.2 Schnittstelle für einen Serienmotor

Während die Anbindung an einen Einzylinderforschungsmotor durch die großen optischen Zugänge sehr gut umgesetzt werden konnte, ist dies bei Serienmotoren ein deutlich schwierigeres Unterfangen. Die Schnittstelle, basierend auf einem Metallring, konnte zwar wertvolle Erkenntnisse über die Wahl der Fenstergeometrie liefern, allerdings konnten die beiden Zugänge beim Einzylindermotor nach Belieben positioniert und angepasst werden. Dies ist für den am IVG verfügbaren modifizierten Vierzylinder-BMW-Serienmotor (Abbildung 4.8) nicht der Fall. Dort musste die Schnittstelle an die bereits verfügbaren Zugänge angepasst werden.

Als Zugänge zum Brennraum stehen eine Bohrung parallel zur Zündkerze für die Druckindizierung im Brennraum bei allen vier Zylindern und zwei zusätzliche optische Zugänge an einem Zylinder zur Verfügung. Die beiden optischen Zugänge wurden bisher für LIF-Messungen verwendet [129–131], bei denen durch einen Zugang das Gas im Brennraum mit einem Laser angeregt wird und die Fluoreszenz unter einem Winkel von  $90^\circ$  mit einer Kamera beobachtet werden kann. Insgesamt bietet der Motor damit vier Zugänge:

- 1) Indizierbohrung (M10)
- 2) Zündkerzenbohrung (M14)
- 3) Optischer Zugang für LIF-Endoskop/Kamera ( $\varnothing 12$  mm), im Folgenden als „Opt. Zugang 1“ bezeichnet
- 4) Optischer Zugang für LIF-Anregungslaser ( $\varnothing 12,8$  mm) im Folgenden als „Opt. Zugang 2“ bezeichnet.

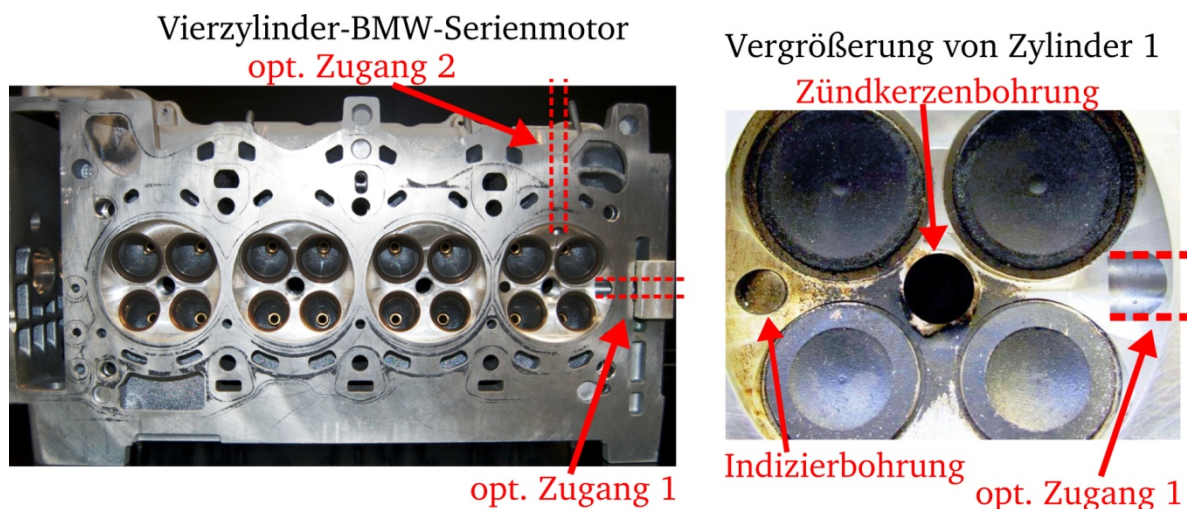


Abbildung 4.8: BMW-Serienmotor am IVG mit optischen Zugängen.

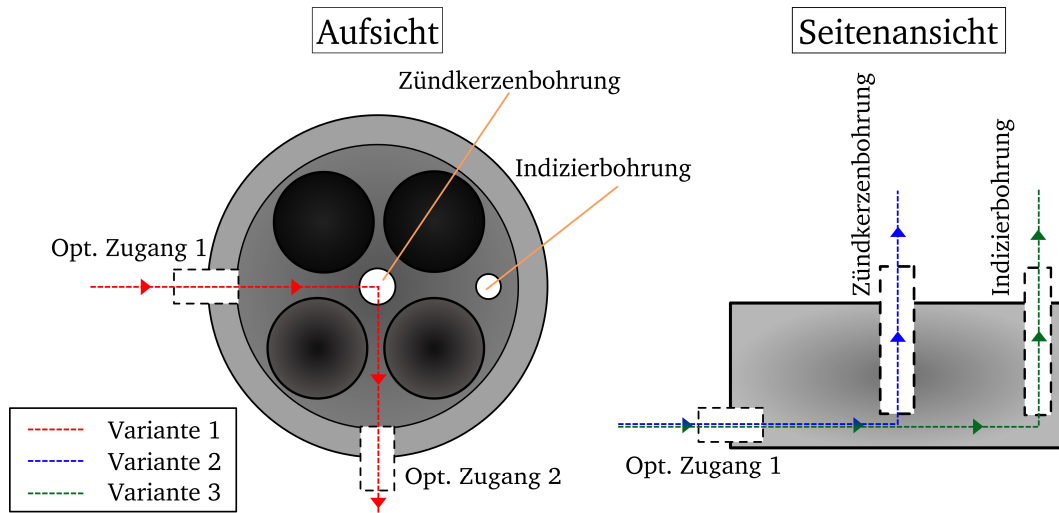


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Ein- und Auskoppelsensorik für die Messungen am Serienmotor.

Das Anbringen zusätzlicher Zugänge zum direkten Durchstrahlen des Brennraums war nicht möglich, da dies wegen der im Motorblock verlaufenden zahlreichen Kühlkanäle mit einem sehr hohen Risiko verbunden ist. Außerdem würden zusätzliche Zugänge zu weiteren Abweichungen in der Motorgeometrie im Vergleich zum Serienmotor führen. Die Nutzung der beiden vorhandenen optischen Zugänge ist nur mit einer Umlenkung des Laserstrahls im Brennraum möglich.

Für die Strahlumlenkung im Brennraum wurden drei mögliche Lösungsansätze entworfen. Sie sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst und in Abbildung 4.9 zum besseren Verständnis noch einmal graphisch dargestellt. Es wurden drei Aufgabenbereiche definiert (Einkopplung, Umlenkung, Auskopplung), die über verschiedene Zugänge realisiert werden können. Die Einkopplung erfolgt immer über den optischen Zugang 1, da dieser von außen besser zu erreichen ist. Danach kann die Umlenkung an der Zündkerze erfolgen und das Licht wird entweder über den anderen optischen Zugang 2 (Variante 1) oder die Zündkerze selbst ausgekoppelt (Variante 2). Bei Variante 3 findet sowohl die Umlenkung als auch die Auskopplung über ein Element in der Indizierbohrung statt.

Unter den im Brennraum herrschenden extremen Bedingungen ist erwartungsgemäß von einer schnellen Verminderung der Reflektivität von Spiegeln auszugehen, so dass das Licht beispielsweise durch Ablagerungen teilweise absorbiert und breiter gestreut wird. Bei Variante 1 ist daher von einer sehr niedrigen Effizienz auszugehen, da das gestreute Licht nach der Umlenkung mehrere Zentimeter zur Auskopplung zurücklegen muss. Modifikationen

Tabelle 4.1: Verwendung der optischen Zugangsmöglichkeiten am BMW-Serienmotor.

Variante	Einkopplung	Umlenkung	Auskopplung
1	Opt. Zugang 1	Zündkerze	Opt. Zugang 2
2	Opt. Zugang 1	Zündkerze	Zündkerze
3	Opt. Zugang 1	Indizierbohrung	Indizierbohrung

an der Zündkerze sind zudem mit einem deutlich höheren Aufwand verknüpft, da sichergestellt werden muss, dass die Zündfähigkeit erhalten bleibt. Variante 1 wurde daher nicht weiterverfolgt. Aus dem gleichen Grund wurde auch Variante 2 verworfen, die eine noch stärkere Modifikation der Zündkerze durch Integration einer Auskoppeloptik bedeutet hätte. Auf die Einbeziehung der Zündkerze in den optischen Aufbau wurde deshalb komplett verzichtet.

Stattdessen wurde die Indizierbohrung sowohl für die Strahlumlenkung als auch für die Detektion verwendet (Variante 3). Da nicht von einer langen Lebenszeit eines hochreflektiven Spiegels im Brennraum auszugehen ist, wurde der Aufbau dahingehend optimiert, dass die Umlenkung mit der Zeit verschmutzt und das Licht nicht reflektiert, sondern nur gestreut wird.

Laborexperimente mit verschiedenen Streutargets (Material und Form) wurden durchgeführt, bei denen sich herausstellte, dass die Streuung an einer grob polierten Metalloberfläche bei entsprechend hoher Laserleistung ausreichend ist, solange die Strecke zwischen Streukörper und Detektion möglichst gering ist. Für eine annehmbare Lichtausbeute sollte die Strecke einige Millimeter nicht überschreiten. Durch die duale Nutzung der Indizierbohrung als Halterung für das Streutarget und gleichzeitig zur Auskopplung befinden sich beide Elemente in unmittelbarer Nähe und größere Verluste durch die Streuung werden vermieden. Auch ist eine kostengünstige und schnelle Fertigung der Bauteile möglich, da sie keine zusätzliche Funktion (wie beispielsweise bei der Zündkerze) bieten müssen.

Abbildung 4.10 zeigt den schematischen Aufbau der Schnittstelle für den Serienmotor. Die Schnittstelle besteht aus zwei Sensorköpfen – einer Sendeeinheit (1) und einer Empfangseinheit (2). Mit diesem Aufbau ergibt sich eine innermotorische Absorptionsstrecke von 70,5 mm. Die beiden aus Messing gefertigten Sensorköpfe werden im Folgenden einzeln betrachtet und beschrieben,

1) Die Endoskopbohrung mit einem Durchmesser von 12 mm bietet keinen ausreichenden Platz für den bei bisherigen Aufbauten verwendeten Faserkollimator. Auch ein Aufbau außerhalb des Motors sollte vermieden werden, da die Außenstrecke zwischen Kollimator und Brennraum dann gespült werden müsste, um Absorption durch die feuchte Umgebungsluft zu verhindern. Erschwerend käme hinzu, dass die Außenstrecke annähernd so groß wäre wie die eigentliche Absorptionsstrecke. Aus allen genannten Gründen wurde nach einer alternativen Lösung für die Strahlformung gesucht, die in Form sogenannter GRIN-Linsen gefunden wurde. Dieser Linsentyp besteht aus einem inhomogenen Material mit einem Gradienten des Brechungsindex, der zur Strahlformung genutzt wird [132]. Sie lassen sich mit einem Durchmesser von etwas über einem Millimeter fertigen und können auch durch kleinste optische Zugänge geführt werden.

Zwei GRIN-Linsen, jeweils mit einer Singlemode-Faser (Kerndurchmesser: 8,2  $\mu\text{m}$ ) gekoppelt, wurden beschafft. Mit ihnen konnte der Laserstrahl entweder kollimiert ( $\varnothing < 1 \text{ mm}$ ) oder aber auf einen Durchmesser von 3 mm am Streutarget aufgeweitet werden. Die Strahlaufweitung führt zwar zu einer geringeren Lichtausbeute, ist aber deutlich justageunempfindlicher.

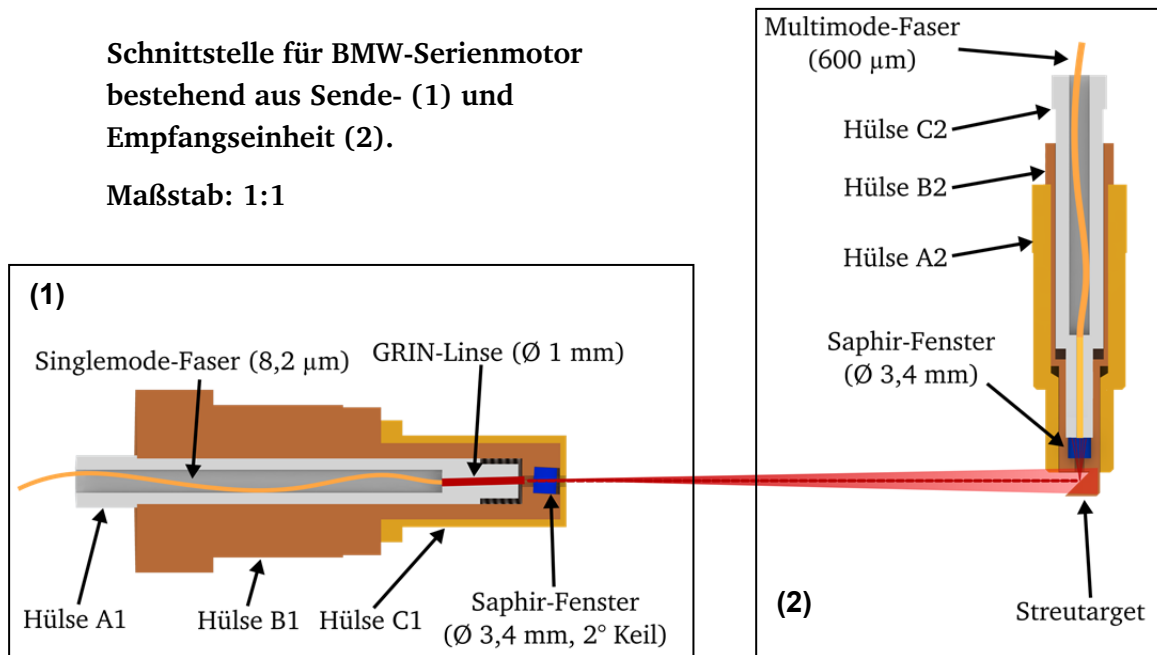


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Ein- und Auskoppelsensorik für den BMW-Serienmotor.

Abgedichtet wird die Endoskopbohrung bei LIF-Messungen mit einer von der Firma FOS gefertigten Hülse mit einem planen Saphir-Fenster. Durch die planen Oberflächen kommt es zu zahlreichen optischen Störungen, die eine Verwendung für die TDLAS-Messungen ausschließt. Es bestand daher die Notwendigkeit, den Sensorkopf so zu konstruieren, dass er zusätzlich den Brennraum abdichtet. Erreicht wurde diese Abdichtung durch den Einbau eines kleinen keilten Saphir-Fensters.

Die Sendeeinheit (1) besteht in diesem Aufbau aus drei Teilen:

- 1) Hülse A1 zur Aufnahme der GRIN-Linse
- 2) Hülse B1 zur Aufnahme von Hülse A1 und eines Saphir-Fensters mit einem Außengewinde passend für die Endoskopbohrung am Motor
- 3) Hülse C1 mit einer Blende (Lochdurchmesser: 1,85 mm) zur Verhinderung von Schäden im Brennraum, die durch ein sich lösendes Fenster verursacht werden könnten.

Hülse A1 besitzt vorn eine 1,2 mm große Bohrung, in die die GRIN-Linse eingeklebt wurde. Diese Bohrung wurde wenige Grad schräg zur Frontfläche in die Hülse gebohrt, damit durch Drehen der Hülse eine minimale Justagemöglichkeit vorhanden ist. Hülse B1 besitzt vorn eine Bohrung unter einem Winkel von 3°, in die ein kleines Saphir-Fenster ( $\varnothing$  3,4 mm, Dicke: 3 mm, Keil: 2°) eingesetzt werden kann. Durch den schrägen Einbau und das keilte Fenster können optische Störungen deutlich reduziert werden. Das Fenster wurde mit einem Hochtemperatur-Epoxidharz ( $T = 473$  K dauerhaft, kurzfristig 573–673 K) in die Hülse eingeklebt. Hülse C1 ist baugleich mit der ursprünglich für die Endoskopbohrung vorgesehenen Hülse mit dem planen Saphir-Fenster, besitzt aber anstelle des Fensters nur



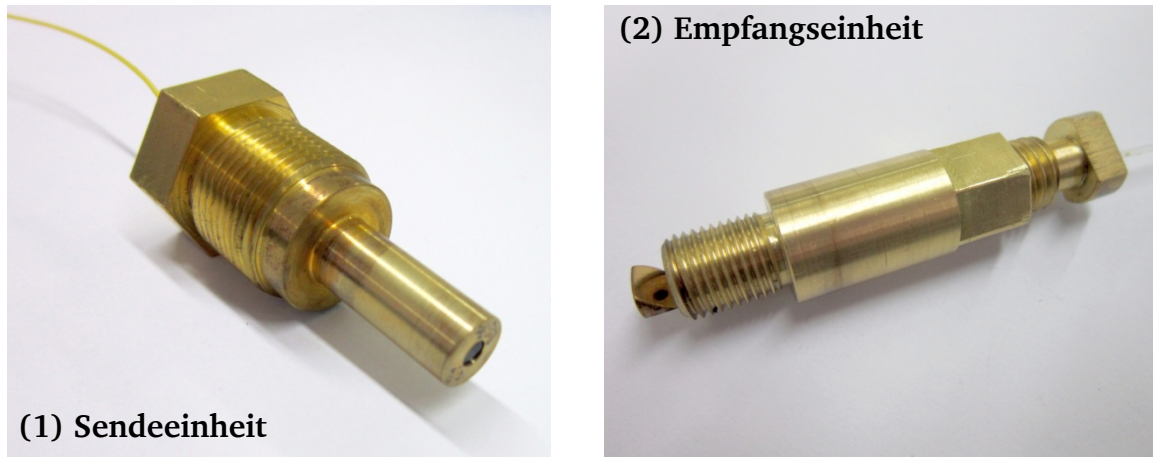


Abbildung 4.11: Entwickelte Sensorköpfe für die Anbindung an den BMW-Serienmotor.

eine Blende (Lochdurchmesser: 1,85 mm), die verhindert, dass das Fenster in den Brennraum fällt und den Motor beschädigt, sollte sich der Kleber des Fensters lösen.

Auch die Empfangseinheit (2) besteht aus drei Teilen:

- 1) Hülse A2 passend für Indizierbohrung mit M10-Außengewinde
- 2) Hülse B2 mit Streutarget und Fenster
- 3) Hülse C2 zur Aufnahme einer Multimode-Faser.

Die Hülse A2 ist passend für die Indizierbohrung gefertigt. Hülse B2 hält das Streutarget, das aus einfachem poliertem Messing besteht und eine Fläche von etwa 35 mm<sup>2</sup> bietet. Zwischen den einzelnen Hülsen befinden sich Graphitdichtungen. Das Fenster (Ø 3,4 mm, Dicke: 3 mm) wird durch Druck der Hülse C2 abgedichtet. Dadurch kann auf dieser Seite kein gekeiltes Fenster verwendet werden. In Hülse C2 wurde eine Multimode-Faser mit einem Kerndurchmesser von 600 µm (Thorlabs BFL37-600) und einer numerischen Apertur von 0,37 eingeklebt. Durch die Verwendung einer Multimode-Faser konnte die Effizienz, mit der das gestreute Licht aufgesammelt wird, im Vergleich zu einer Singlemode-Faser deutlich erhöht werden. Die beiden gefertigten Sensorköpfe sind in Abbildung 4.11 gezeigt.

Allerdings hatte der Ansatz in Variante 3 noch zwei erhebliche Herausforderungen zu bewältigen:

- 1) Da die Bohrung für die Druckinduzierung für die Umlenkung und Auskopplung des Laserstrahls verwendet wird, muss die Druckinduzierung auf anderem Wege erfolgen.
- 2) Der Zündkerzenbügel befindet sich genau auf dem optischen Pfad des Laserstrahls und würde diesen komplett oder zumindest teilweise blockieren.

Beide Hindernisse konnten durch eine Zündkerze mit integrierter Druckinduzierung (Kistler BCD27) gelöst werden. Diese Zündkerze erlaubt die Druckmessung bei gleichzeitig voller Zündfähigkeit. Sie besitzt außerdem einen leicht aus der Mitte versetzten Zündkerzenbügel, so dass der Laserstrahl am Bügel vorbei geführt werden kann.

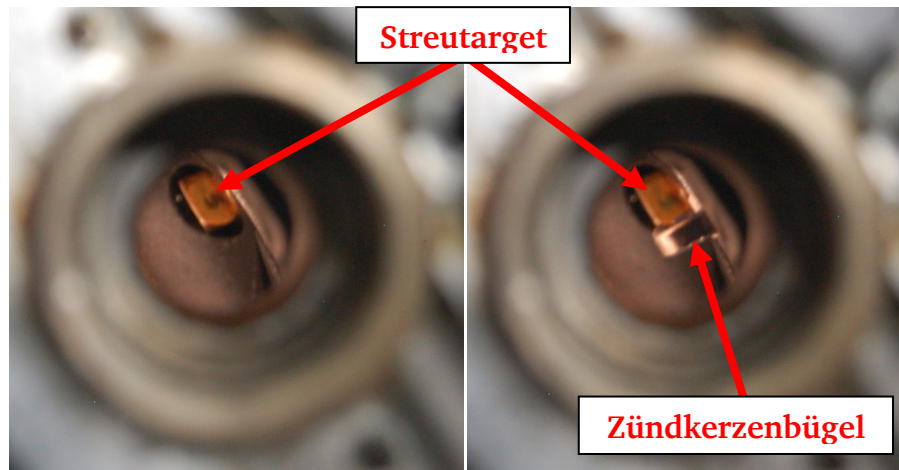


Abbildung 4.12: Blick durch den „Opt. Zugang 1“ am Serienmotor. Durch den entsprechenden Einbau der Zündkerze versperrt der Zündbügel nicht den Strahlengang auf das dahinter liegende Streutarget. (Foto: C. Meffert).

Einen Blick durch den optischen Zugang 1 auf das Streutarget an Empfangseinheit (2) zeigt Abbildung 4.12. Ebenfalls zu sehen ist der Zündkerzenbügel, der durch die Verwendung einer speziellen Zündkerze mit integriertem Drucksensor so eingebaut werden konnte, dass der Zündbügel das Streutarget nicht verdeckt.

Abbildung 4.13 zeigt ein im eingebauten Zustand am Serienmotor (Stillstand) gemessenes Absorptionsprofil im oberen Teil des Graphen mit den Messdaten (schwarze Punkte) und dem angepassten Voigt-Profil (rot). Auf der y-Achse aufgetragen ist die optische Dichte (OD) über die relative Wellenzahl. Der untere Teil zeigt das Residuum – die Differenz zwischen Messdaten und angepasstem Voigt-Profil. Durch die Justagemöglichkeit, die sich durch Drehen der Hülse mit der schräg eingebauten GRIN-Linse ergab, war die Verwendung eines kollimierten Laserstrahls möglich. Die Fixierung der richtigen Position des Streutargets und der Hülse mit der GRIN-Linse wurde durch die Verwendung von Unterlegscheiben erreicht. Die Verluste durch die Umlenkung an dem robusten und unempfindlichen Streutarget betragen über 90 %. Für Messungen kam deshalb nur der DFB-DL zum Einsatz, der über eine

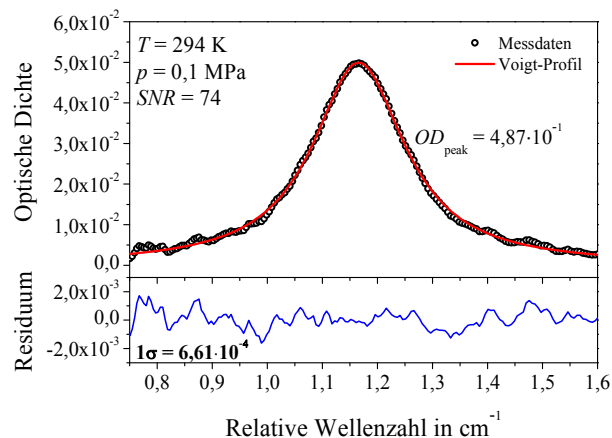


Abbildung 4.13: Gemessenes Spektrum ohne Mittelung mit angepasstem Voigt-Profil am Serienmotor (Stillstand) zur Analyse optischer Störungen.

ausreichend hohe Leistung verfügt. Bei ungemittelten Messungen ergibt sich trotz des Durchgangs durch zwei Fenster eine optische Auflösung ( $1\sigma$ ) von  $6,6 \cdot 10^{-4}$  OD. Die optische Auflösung ist definiert als die Standardabweichung des Residuums und stellt ein Maß für die Übereinstimmung der Messdaten und der angepassten Formfunktion dar. Mit einem SNR von 74 ergibt sich eine Detektionsgrenze von 119 ppm. Die in der Umgebungsluft gemessene relative Feuchte (rF.) von 34,6 % bei  $T = 294$  K entspricht einer  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von  $(8540 \pm 310)$  ppm und stimmt damit gut mit der mittels TDLAS bestimmten Feuchte von  $(8790 \pm 290)$  ppm überein.



## 5 In-situ-Messungen an Einzylinderforschungsmotoren

Der erste Einsatz der entwickelten In-situ-Spektrometer erfolgte an für motorische Untersuchungen häufig eingesetzten Einzylinderforschungsmotoren, da an diesen der optische Zugang deutlich einfacher zu realisieren ist. Für die Untersuchungen stand sowohl am Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen als auch am Fachgebiet für Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) der TU Darmstadt jeweils ein Einzylindermotor mit optischen Zugängen zur Verfügung. In diesem Kapitel wird die Untersuchung der Einsetzbarkeit und der Leistungsfähigkeit der jeweiligen Spektrometervarianten zur  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung untersucht. Nach einem Überblick über die beiden Einzylindermotoren wird auf den Einsatz des Spektrometers im geschleppten Betrieb der Motoren eingegangen. Der Einsatz im gefeuerten Betrieb wird aufgrund der gesteigerten Anforderungen an das Spektrometer wie auch an die Auswertung separat in Kapitel 7 betrachtet.

---

### 5.1 Technische Daten der Einzylindermotoren

---

Die verfügbaren Einzylindermotoren am IVG und RSM basieren beide auf einem kommerziellen System der Firma AVL. Die Bauweise der Motoren ist zwar ähnlich, unterscheidet sich aber sowohl in der Form des optischen Zugangs als auch durch Eigenschaften des Prüfstandes selbst. Die technischen Daten beider Motoren sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Bei beiden Motoren ist der Zugang zum Brennraum über einen Glaszylinderring möglich, weshalb diese Art von Motor oft auch als Transparentmotor oder optischer Motor bezeichnet wird. Bei dem am IVG vorhandenen Motor besteht die Möglichkeit, den Zylinderring auszutauschen und durch einen Metallring zu ersetzen, so dass in diesem Fall von einem Vollmetallmotor gesprochen werden kann. Eine Übersicht über die Unterschiede zwischen Transparent- und Vollmetallmotoren ist in den Arbeiten von J. Kashdan und B. Thirourad zu finden [133]. Vorrangig ergeben sich aber besonders im gefeuerten Betrieb signifikante Unterschiede im Temperaturverlauf zwischen den beiden Motortypen.

Wie bereits in Kapitel 4.4.1 beschrieben, wurden für beide Motoren fasergekoppelte optomechanische Schnittstellen entwickelt, die eine schnelle, robuste und stabile Anbindung an die Spektrometer erlauben.

Tabelle 5.1: Technische Daten der beiden Einzylindermotoren am IVG und RSM.

Universität	Universität Duisburg-Essen	TU Darmstadt
Institut/ Fachgebiet	Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG)	Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM)
Zylinderkopf	4 Ventile - dachförmig	4 Ventile - dachförmig
Hubraum	$499 \text{ cm}^{-3}$	$499 \text{ cm}^{-3}$
Bohrung / Hub	84 mm / 90 mm	86 mm / 86 mm
Kompressions- Verhältnis	10:1	8,5:1
Standard-Drehzahl	1 200 und 2 000 $\text{min}^{-1}$	800 und 1 500 $\text{min}^{-1}$
Motortemperatur	40, 60, 80 °C	60 °C

**IVG:** Die ersten Messungen am Verbrennungsmotor des IVG fanden während der laufenden Entwicklung der Spektrometer statt. Hauptsächlich wurden Messungen bei Betriebspunkten im geschleppten Betrieb des Motors durchgeführt, bei denen der Einzylindermotor über einen externen Elektromotor (Motorbremse) angetrieben wird. Das Viertakt-Prinzip wird zwar beibehalten, im Unterschied zum gefeuerten Betrieb entfallen jedoch die Kraftstoffeinspritzung und damit auch die Verbrennung. Der geschleppte Betrieb erlaubt aufgrund der nicht stattfindenden Verbrennung eine deutlich einfachere Berechnung der Gastemperatur im Brennraum und einen Vergleich der Feuchte der Ansaugluft mit der im Brennraum gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration. Aus diesem Grund wurde der geschleppte Betrieb für eine erste Validierung des Messsystems sowie für die Entwicklung der Schnittstellen und der Synchronisierung der Messdatenaufnahme mit den Prüfstandsdaten gewählt.

**RSM:** Die Messungen am RSM wurden durchgeführt, um die Einsetzbarkeit des Spektrometers an einem anderen, unabhängigen Motorenprüfstand zu zeigen. Außerdem konnte dort durch den unterschiedlichen Aufbau des optischen Zugangs der Laserstrahl so durch den Zylinder geführt werden, dass Messungen während des gesamten Motorzyklus möglich wurden. Weiterhin besteht am RSM die Möglichkeit, Ansaugluft mit einer definierten Feuchte zu verwenden und den Motor in einem intermittierend gefeuerten Modus zu betreiben – einem Wechsel zwischen einer Serie von gefeuerten und geschleppten Zyklen.

Um einen besseren Überblick über die Messungen an den beiden Motorprüfständen zu erhalten, werden die Messungen am Motor des RSM separat im Unterkapitel 5.2.4 diskutiert.

### 5.1.1 Druck- und Gastemperaturbestimmung im Brennraum

Für die Auswertung der TDLAS-Signale ist die Kenntnis von Druck und Temperatur erforderlich (Gleichung 2.52). Für die Druckmessung sind die Einzylindermotoren mit einem Drucksensor im Inneren des Zylinders, im Ansaug- und im Abgastrakt versehen. Die Messwertaufnahme für den Ansaug- und Abgasdruck erfolgt über piezoresistive Drucksensoren [134], da diese eine absolute Druckinformation liefern. Für die Zylinderdruck-indizierung wird standardmäßig ein piezoelektrischer Druckquarz verwendet, der sowohl den

hohen Temperaturen und Drücken im Brennraum widerstehen als auch die notwendige Zeitauflösung bieten kann. Das piezoelektrische Prinzip beruht auf der Ladungsabgabe von Quarzen aus Siliziumdioxid unter mechanischer Belastung. Die Ladung, die abgegeben wird, ist proportional zur mechanischen Belastung, in diesem Fall dem Zylinderdruck. Ein Nachteil dieser Sensoren ist, dass sie keinen Absolut-, sondern nur einen Relativdruck messen können [135]. Daher findet zu Beginn jedes Motorzyklus, zu einem Zeitpunkt, an dem die Ventile geöffnet sind, ein Abgleich mit den Absolutdrucksensoren im Ansaug- oder Abgastrakt statt. Durch diese Methode lassen sich absolute Druckwerte für den Zylinderdruck bestimmen. Bei den ersten Messungen am IVG fand statt des Abgleichs mit Absolutdrucksensoren eine thermodynamische Nullpunktkorrektur während der Kompression statt. Dabei kann der Offset des piezoelektrischen Drucksensors über den Vergleich des gemessenen zum theoretischen Druckverlauf aus dem bekannten Zylindervolumen an zwei Punkten der Kompression, typischerweise  $-100^\circ$  und  $-65^\circ$  KW, bestimmt werden. Eine ausführliche Erläuterung dieser Methode findet sich in der Arbeit von G. Hohenberg [136].

Im Gegensatz zur mittlerweile standardisierten Zylinderdruckmessung ist die Messung der Gastemperatur an Prüfständen im Normalfall nicht implementiert. Normalerweise erreichen für Temperaturmessungen eingesetzte Thermoelemente aufgrund des benötigten Wärmeübertrags zwischen Sensor und Gas nicht die erforderliche Zeitauflösung bzw. sind nicht widerstandsfähig genug für den Einsatz im Brennraum. Für den geschleppten Motorbetrieb lässt sich die Temperaturberechnung in der Kompressionsphase vereinfachen, wenn Effekte wie z. B. Wandwärmeverluste oder Druckverluste durch Gasverlust über die Kolbenringe vom Brennraum in die Motorenkabine (Blowby) vernachlässigt werden und der Prozess als reversibel adiabatisch angesehen wird. Für ideale Gase gilt  $pV^\kappa = \text{konst.}$ , so dass sich mit dem idealen Gasgesetz die Temperatur bei einer Änderung des Drucks über eine isentrope Zustandsänderung berechnen lässt [137]:

$$T_2 = T_1 \cdot \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad \text{Gleichung 5.1}$$

Hierbei sind  $T_1$  und  $p_1$  Temperatur und Druck zu Beginn,  $T_2$  und  $p_2$  Temperatur und Druck im späteren Zeitpunkt der Kompression und  $\kappa$  der Isentropenkoeffizient. Der Isentropenkoeffizient  $\kappa$  hängt von den inneren Freiheitsgraden der Gasmoleküle ab. Unter idealisierten Bedingungen ergibt sich für ein zum größten Teil aus zwei-atomigen Molekülen zusammengesetztes Gemisch wie Luft mit fünf Freiheitsgraden  $\kappa = 1,4$ . In der Realität ist der Isentropenkoeffizient allerdings von der Gastemperatur abhängig [137]. Für Luft beträgt  $\kappa$  bei Raumtemperatur 1,402 und fällt bei zunehmender Temperatur ab. Gegen Ende des Kompressionstakts bei etwa 673 K liegt er bei  $\kappa = 1,37$  [138].

Für eine einfache Berechnung der Temperatur im geschleppten Betrieb ohne Kraftstoffeinspritzung wurde von einem konstanten Isentropenkoeffizient von  $\kappa = 1,4$  ausgegangen. Die Berechnung mit einem temperaturabhängigen Isentropenkoeffizienten würde sich für die vorhandenen Randbedingungen (Druck und Temperatur) am Ende der Kompression um weniger als 1,5 % unterscheiden und wurde deshalb vernachlässigt. Die Anfangstemperatur  $T_1$  wurde mit einem Thermoelement (Typ K - NiCrNi) im Ansaugtrakt bestimmt. Als Anfangsdruck  $p_1$  wurde der gemessene Druckwert bei  $-180^\circ$  KW verwendet.

Für eine exaktere Temperaturberechnung wäre die Betrachtung eines adiabatisch irreversiblen Prozesses unter Berücksichtigung von Wärmeverlusten durch Wandwärmeübergänge oder Blowby notwendig. Am besten lässt sich dieser Prozess über eine polytrope Zustandsänderung  $pV^{n_p} = \text{konst.}$  abbilden. Der Polytropenkoeffizient  $n_p$  müsste jedoch aus detaillierten Untersuchungen an den jeweiligen Motoren bestimmt werden.

Für den gefeuerten Betrieb hingegen liefert nur eine geeignete Modellierung der Einzylindermotoren mit einem Ladungswechselmodell [139] oder eine direkte Messung ausreichend genaue Temperaturinformationen. Nur so kann der Einfluss des Wandwärmeübergangs und der Vermischung mit heißem Abgas aus dem vorherigen Zyklus (interne AGR) berücksichtigt werden. Diese Ladungswechselmodelle müssen allerdings an die spezifischen Eigenschaften des jeweiligen Motors angepasst werden. Da zum Zeitpunkt der Messungen für keinen der beiden Einzylindermotoren ein entsprechendes Ladungswechselmodell zur Verfügung stand, ist für Untersuchungen im gefeuerten Betrieb eine Erweiterung der Spektrometer zur optischen Bestimmung der Gastemperatur mittels optischer TDLAS-basierter Messverfahren überaus interessant und wurde im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt (Kapitel 6.3).

---

### 5.2 Inzylinder-H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung im geschleppten Betrieb

---

Die Messungen im geschleppten Betrieb dienten vorrangig dazu, die Einsatzfähigkeit verschiedener Laserspektrometer auf Basis von DFB-DL und VCSEL nachzuweisen sowie die bisherigen verwendeten TDLAS-Auswertestrategien für die Anwendung bei innermotorischen Untersuchungen zu verifizieren. Außerdem ist im geschleppten Betrieb, wie bereits beschrieben, die Temperaturberechnung deutlich einfacher und die im Zylinder erwartete H<sub>2</sub>O-Konzentration über die Feuchte der Ansaugluft bestimmt.

Die folgenden Kapitel behandeln die Messungen, die mit dem Spektrometer auf Basis des DFB-DL und des VCSEL an den Verbrennungsmotoren durchgeführt wurden. Der DFB-DL zeichnet sich besonders durch seine hohe Lichtausbeute für Messungen in Prozessen aus, bei denen mit starken Transmissionsverlusten zu rechnen ist. Allerdings beschränkt die geringe Abstimmtiefe des DFB-DL möglicherweise die Einsetzbarkeit. Der VCSEL im Gegensatz verfügt über eine deutlich größere Abstimmtiefe, aber auch über deutlich weniger optische Leistung (siehe Kapitel 3.2). Daher wird ein Vergleich der beiden Spektrometervarianten Aufschluss über die genaue Leistungsfähigkeit geben.

---

#### 5.2.1 DFB-DL-basiertes Hygrometer für innermotorische Messungen

---

Die Messungen zur H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung am Einzylindermotor des IVG wurden bei einer Motordrehzahl von 2000 min<sup>-1</sup> und dem DFB-DL bei 1370 nm durchgeführt. Der DFB-DL verfügt über ausreichend Leistung (ca. 25 mW), die durch die hohe Effizienz der Lichtausbeute auf dem Detektor bei den entwickelten Schnittstellen zu einer Detektorsättigung führt. Aus diesem Grund wurde die Leistung mit einem 90:10 Strahlteiler

auf etwa 10 % der insgesamt zur Verfügung stehenden Leistung reduziert. Der Laserstrom wurde mit einer Frequenz von 4 kHz moduliert, um eine Zeitauflösung von 250  $\mu\text{s}$  bzw. eine Kurbelwinkelauflösung von  $3^\circ \text{ KW}$  ( $2000 \text{ min}^{-1}$ ) zu erreichen. Die Abstimmtiefe des DFB-DL – bei niedrigen Modulationsfrequenzen etwa  $2\text{--}3 \text{ cm}^{-1}$  – nimmt mit steigender Modulationsfrequenz ab, so dass sie bei der verwendeten Modulationsfrequenz von 4 kHz bei knapp  $1 \text{ cm}^{-1}$  liegt (Kapitel 3.2.1). Dadurch werden bei höherem Druck aufgrund der mit dem Druck steigenden Breite der Absorptionslinien diese nur teilweise erfasst.

Zum Zeitpunkt der Messungen konnten nicht alle Druckverläufe aus dem Motorprüfstandssystem extrahiert werden, so dass in der Folge für die Auswertung ein gemittelter Druckverlauf, bestimmt aus den kompletten Druckverläufen von knapp 400 Motorzyklen, verwendet wird. Diese Vorgehensweise ist für den geschleppten Betrieb vertretbar, da die Abweichungen zwischen zwei Druckverläufen im geschleppten Betrieb nur bei maximal 2 % liegen.

### Absorptionsprofile

Da die Flanken der Absorptionslinie bei einem Druck über 0,1 MPa nicht mehr ausreichend erfasst werden können, gelingt die Auswertung nur, indem die Linienbreite und -position, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, komplett berechnet wird. Für den Kompressionstakt ist die aus HITRAN08-Daten, Druck, Temperatur und  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration berechnete Halbwertsbreite (HWHM) der verwendeten Absorptionslinie in Abbildung 5.1 für Luft mit einer  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von 13500 ppm und typischen Motorbedingungen ( $T = 295\text{--}500 \text{ K}$ ,  $p = 0,075\text{--}0,4 \text{ MPa}$ ) dargestellt. Dabei sind auf der linken Seite der Abbildung die Linienbreiten durch Doppler-, Fremd- und Selbstverbreiterung zu sehen sowie die aus allen drei Verbreiterungsmechanismen resultierende Voigt-Gesamtlinienbreite. Auf der rechten Seite der Abbildung ist eine vergrößerte Darstellung der Breiten zu sehen, hervorgerufen durch die Doppler- und Selbstverbreiterung. Dabei ist die Gesamtlinienbreite zu über 80 % durch die aus der Fremdverbreiterung resultierende Breite definiert.

Abbildung 5.2 zeigt beispielhaft vier jeweils aus einem Laser-Scan extrahierte Absorptions-

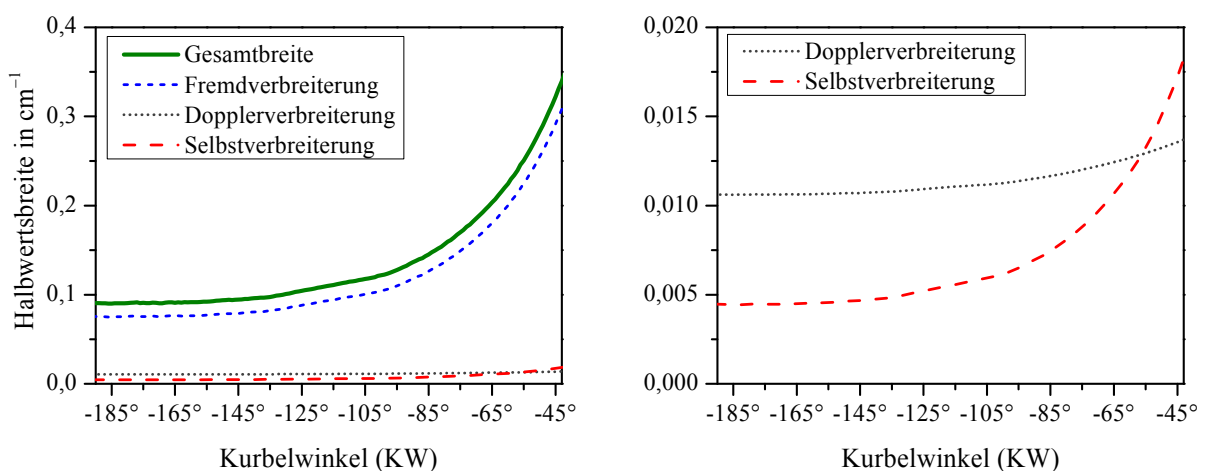


Abbildung 5.1: Berechnete Breite der entsprechenden Formfunktion durch Doppler-, Selbst- und Fremdverbreiterung sowie die resultierende Voigt-Gesamtbreite aus HITRAN08-Daten.

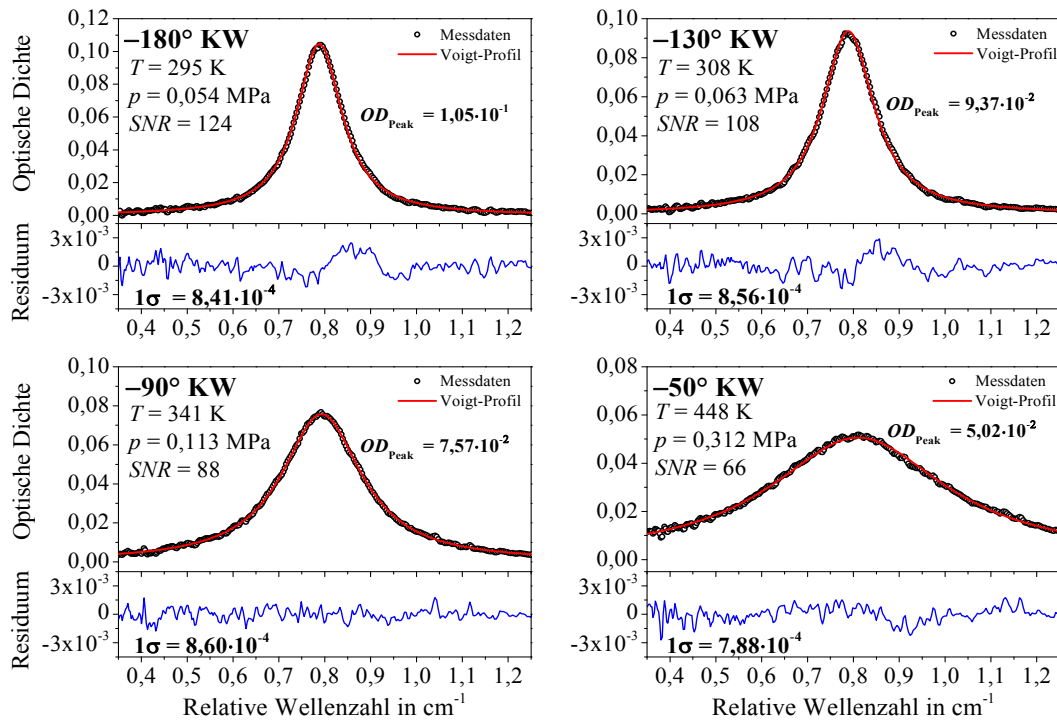


Abbildung 5.2: Vier typische Absorptionsprofile (Einzelmessungen, DFB-DL,  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$ ) im geschleppten Betrieb mit angepasstem Voigt-Profil.

profile, die während der Messungen im Kompressionstakt im Bereich von  $-190^\circ \text{ KW}$  ( $p = 0,054 \text{ MPa}$ ) bis  $-43^\circ \text{ KW}$  ( $p = 0,42 \text{ MPa}$ ) aufgenommen wurden. Im oberen Teil sind jeweils die Messdaten (schwarze Punkte) und das angepasste Voigt-Profil (rote Linie) dargestellt. Im unteren Teil ist jeweils das Residuum zu sehen.

Die berechnete Breite stimmt bei  $-180^\circ \text{ KW}$  und einem Druck von  $0,054 \text{ MPa}$  sehr gut mit den gemessenen Daten überein. Diese Übereinstimmung wird auch durch die optische Auflösung von  $8,4 \cdot 10^{-4} \text{ OD}$  des ungemittelten Absorptionsprofils bekräftigt. Auch die zunehmende Linienbreite mit steigendem Druck ist sehr gut zu erkennen. Über insgesamt 100 betrachtete Motorzyklen liegt die optische Auflösung in einem Bereich von  $5,3 \cdot 10^{-4}$  bis  $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ OD}$  mit einem Mittelwert bei  $9,52 \cdot 10^{-4} \text{ OD}$ . Die Schwankungen entstehen vorrangig durch elektrische Störungen, hervorgerufen durch die Motorbremse, die den Einzylindermotor antreibt. Da die einzelnen Scans nicht gemittelt wurden, führen diese Störungen zu Abweichungen vom angepassten Voigt-Profil und verschlechtern damit die Standardabweichung des Residuums. Der SNR liegt am Beginn der Kompression ( $-190^\circ$  bis  $-170^\circ \text{ KW}$ ) im Mittel über 100 Motorzyklen bei 104 (Minimum: 65, Maximum: 166) und fällt leicht mit steigendem Druck im Mittel auf 64 (Minimum: 49, Maximum: 76) bei  $-50^\circ \text{ KW}$  ab. Daraus ergeben sich im Mittel  $\text{H}_2\text{O}$ -Detektionsgrenzen von 130 ppm zu Beginn der Kompression im Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-170^\circ \text{ KW}$  bzw. 230 ppm bei  $-50^\circ \text{ KW}$ .

### Verlauf der $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration während der Kompression

Bei den Messungen im geschleppten Betrieb findet keine Kraftstoffeinspritzung statt und im gesamten Motorzyklus befindet sich nur reine Luft im Motor, so dass aufgrund der kurzen Messdauer ( $t_{\text{mess}} < 3 \text{ s}$ ) die Luftfeuchte der Ansaugluft als konstant angenommen werden



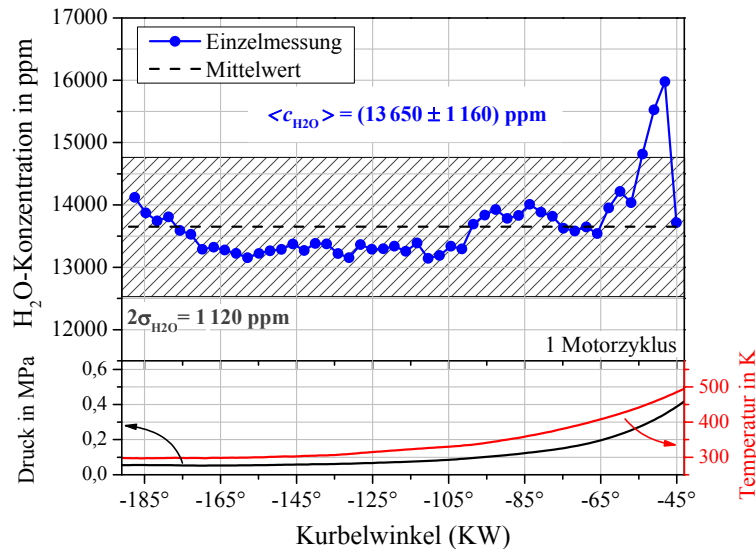


Abbildung 5.3: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines Motorzyklus (DFB-DL,  $f_{mod} = 4 \text{ kHz}$ ).

kann. Demzufolge müsste auch die mit TDLAS bestimmte  $H_2O$ -Konzentration im gesamten Motorzyklus konstant bleiben. Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf der gemessenen  $H_2O$ -Konzentration während eines einzigen Motorzyklus (oberer Teil des Graphen). Im unteren Teil ist der Druck- und Temperaturverlauf dargestellt. Die mittlere Konzentration liegt mit  $\langle c_{H_2O} \rangle = (13\,650 \pm 1\,160) \text{ ppm}$  auf einem Niveau, das einer relativen Feuchte von 48 % bei einer Temperatur von 296 K entspricht. Die Gesamtmessunsicherheit der TDLAS-Messung wurde zu 8,5 % bestimmt und wird vor allem durch die Unsicherheiten der berechneten Temperatur dominiert. Eine genaue Diskussion der Messunsicherheit für die innermotorische Konzentrationsbestimmung findet in Kapitel 9.1 statt.

Die Annahme einer konstanten  $H_2O$ -Konzentration während der Kompressionsphase kann für den Beginn der Kompression bis etwa  $-65^\circ \text{ KW}$  beobachtet werden. In diesem Bereich liegt die zweifache Standardabweichung der Einzelmessungen bei 550 ppm. Allerdings zeigen sich bei den letzten Messpunkten ein steiler Anstieg und danach ein rascher Abfall der Konzentration, so dass sich für den gesamten Messbereich eine erhöhte Standardabweichung von 1 120 ppm ergibt. Zur Untersuchung der Abweichung ab  $-65^\circ \text{ KW}$  werden mehrere direkt aufeinanderfolgende Motorzyklen betrachtet (Abbildung 5.4). Abgebildet sind die Einzelmessungen aus 100 Motorzyklen (blaue Punkte). Zur besseren Übersicht wurde der Mittelwert und die Standardabweichung aller in einem Bereich von jeweils  $3^\circ \text{ KW}$  gemessenen Werte berechnet und ebenfalls eingetragen (schwarze Rechtecke). Die zweifache Standardabweichung ( $2\sigma$ ) der Einzelwerte in diesem  $3^\circ \text{ KW}$ -Fenster sind als Fehlerbalken dargestellt. Zur einfacheren Diskussion wird der erfassbare Bereich in vier Abschnitte (A–D) unterteilt.

Die gemittelte  $H_2O$ -Konzentration über alle Einzelmessungen der 100 Motorzyklen bis  $-65^\circ \text{ KW}$  und einem Maximaldruck von  $p = 0,196 \text{ MPa}$  (A–C) ergibt eine konstante Konzentration von  $(13\,370 \pm 1\,140) \text{ ppm}$  mit einer zweifachen Standardabweichung von 540 ppm. Die zweifache Standardabweichung ist in der Abbildung 5.4 als schraffierter Bereich

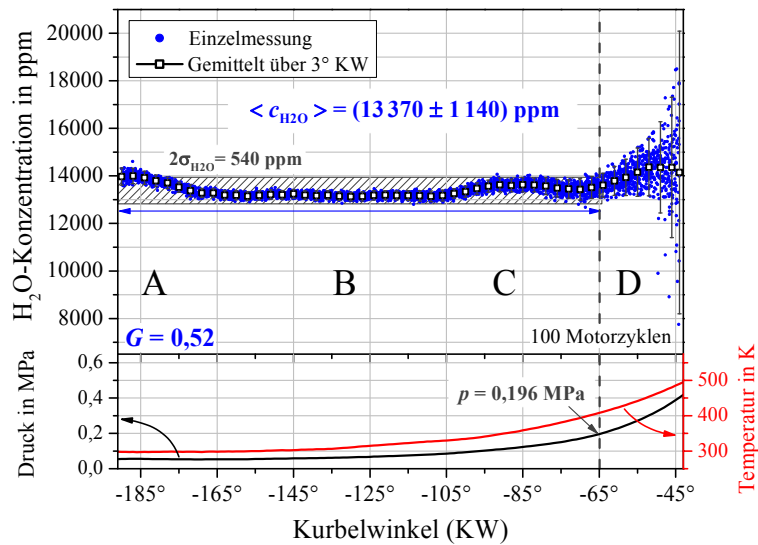


Abbildung 5.4: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 100 aufeinanderfolgenden Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und  $2\sigma$  (Fehlerbalken) (DFB-DL,  $f_{mod} = 4 \text{ kHz}$ ).

eingezeichnet. Die Übereinstimmung in der ermittelten Konzentration zwischen dem einzelnen Motorzyklus und der Messung über 100 Motorzyklen zeigt zusammen mit der niedrigen Standardabweichung, die genauso groß ist wie für den einzelnen Motorzyklus, die Stabilität des Spektrometers und des geschleppten Motors.

Es ergibt sich eine über alle Motorzyklen reproduzierbare Abweichung vom Mittelwert am Beginn der Kompression (A) von etwa 700 ppm. Diese Abweichung könnte durch eine Unsicherheit in der Druckmessung oder eine ungenaue Temperaturannahme verursacht werden. Bereits eine Änderung der Temperatur um 10 K (3 %) bzw. eine Ungenauigkeit in der Druckmessung von 3 kPa (6 %) führt zu Abweichungen in dieser Größenordnung. Diese Unsicherheiten sind im Rahmen der Temperaturberechnung und der verwendeten Druckmesstechnik im Unterdruckbereich durchaus realistisch. Im Abschnitt B ergibt sich eine sehr konstante  $H_2O$ -Konzentration. Die zweifache Standardabweichung beträgt nur 200 ppm. Danach kommt es mit steigendem Druck zu einer leichten Erhöhung der Konzentration (C), die wieder auf die Unsicherheit in der Temperatur zurückgeführt werden kann. Nach  $-65^\circ \text{ KW}$  (Abschnitt D) kommt es zu größeren Abweichungen in der bestimmten  $H_2O$ -Konzentration und zu einer zunehmenden Messwertstreuung. Bei  $-43^\circ \text{ KW}$  ( $p = 0,42 \text{ MPa}$ ) ergibt sich  $2\sigma = 5940 \text{ ppm}$ . Dieser systematische Effekt könnte zum einen durch die begrenzte Abstimmtiefe des DFB-DL hervorgerufen werden, die dazu führen würde, dass bei höherem Druck nicht mehr die komplette Absorptionslinie erfasst wird, zum anderen durch eine im Vergleich zur Zeitauflösung des Spektrometers zu schnellen Änderung der Brennraumbedingungen (Druck und Temperatur) während eines Scans. Infolgedessen wurde ein Voigt-Profil an eine sich über den Scan ändernde Absorptionslinie (Änderungen in Linienfläche, -breite, -position) durchgeführt. In Kombination mit den elektrischen Störungen könnte dies zu den gezeigten Streuungen beitragen. Bei  $-50^\circ \text{ KW}$  beträgt die Druckänderung zum nächsten Scan  $\Delta p = 0,044 \text{ MPa}$  bzw. 10 % und die Temperaturänderung  $\Delta T = 14 \text{ K}$  bzw.



3 %. Für die Auswertung der Einzelscans wird ein mittlerer Druck- und Temperaturwert aus dem jeweiligen Wert zu Beginn des Scans und dem Wert am Ende verwendet.

### Einführung eines Qualitätsparameters

Zur besseren Vergleichbarkeit der Messungen bei Variation verschiedener Laser- oder Motorparameter wird eine Gütezahl eingeführt, die ein Maß für die Qualität der Messung darstellt. Bei einer idealen Messung würden im geschleppten Betrieb alle Messwerte auf einer Geraden parallel zur x-Achse liegen. Die Gütezahl ist so definiert, dass sie in diesem Fall den Wert eins annimmt. Abweichungen von der idealen Messung, beispielsweise durch Streuung der Messwerte, senken den Wert der Gütezahl im ungünstigsten Fall auf einen Wert nahe null. Die Gütezahl setzt sich aus einem Produkt von drei Faktoren  $G_x$  zusammen, die folgende Effekte beschreiben:

- 1) Abweichungen von einer Geraden mit der Steigung null ( $G_1$ )
- 2) Streuung der Messwerte um den idealen Wert ( $G_2$ )
- 3) Einschränkung des nutzbaren Kurbelwinkelbereichs ( $G_3$ )

Der Faktor  $G_1$  wird bestimmt, indem eine Ausgleichsgerade durch alle Messwerte gelegt und der Betrag der zugehörigen Steigung  $|s_G|$  in ppm/°KW bestimmt wird. Faktor  $G_2$  ergibt sich aus der größten im Messbereich auftretenden zweifachen Standardabweichung  $2\sigma_{\max}$  der im jeweils gewählten Kurbelwinkel-Fenster gemittelten Werte, im Verhältnis zur mittleren Konzentration  $\langle c \rangle$ . Faktor  $G_3$  wird über das Verhältnis von nutzbarem Kurbelwinkel-Bereich  $KW_{\text{Nutz}}$  zum gesamten Bereich  $KW_{\text{Gesamt}}$  definiert. Als erfassbarer Bereich wird der Bereich festgelegt, bis zu dem die zweifache Standardabweichung nicht größer als 8 % der mittleren Konzentration  $\langle c \rangle$  ist oder die absolute Abweichung von  $\langle c \rangle$  unter 5 % liegt. Die genaue Gütezahl  $G$  wird mit folgender Formel berechnet:

$$G = \underbrace{\frac{1}{((500 \cdot |s_G|)/\langle c \rangle) + 1}}_{G_1} \cdot \underbrace{\frac{1}{(2\sigma_{\max}/\langle c \rangle) + 1}}_{G_2} \cdot \underbrace{\frac{KW_{\text{Nutz}}}{KW_{\text{Gesamt}}}}_{G_3} \quad \text{Gleichung 5.2}$$

Dabei findet beim Gütefaktor  $G_1$  eine Gewichtung mit dem Faktor 500 statt. Beispielfhaft wird die Berechnung der Gütezahl für oben gezeigte Messreihe (Abbildung 5.4) im Detail betrachtet. Die Steigung der Ausgleichsgerade ergibt sich zu  $|s_G| = 3,548$  ppm/°KW. Die größte zweifache Standardabweichung  $2\sigma_{\max}$  liegt gegen Ende der Kompression bei 5940 ppm bei einer über alle Messwerte gemittelten Konzentration von 13470 ppm. Der auswertbare Bereich umfasst 125° KW (von -190° bis -65° KW) bei einem Gesamtbereich von 147° KW (von -190° bis -43° KW). Damit ergibt sich  $G$  zu:

$$G = \underbrace{0,88}_{G_1} \cdot \underbrace{0,69}_{G_2} \cdot \underbrace{0,85}_{G_3} = 0,52. \quad \text{Gleichung 5.3}$$

Im Ergebnis zeigt sich, dass der Faktor  $G_2$  den größten negativen Einfluss auf die Gütezahl hat, da er durch die großen Schwankungen ab -65° KW relativ niedrig ausfällt.

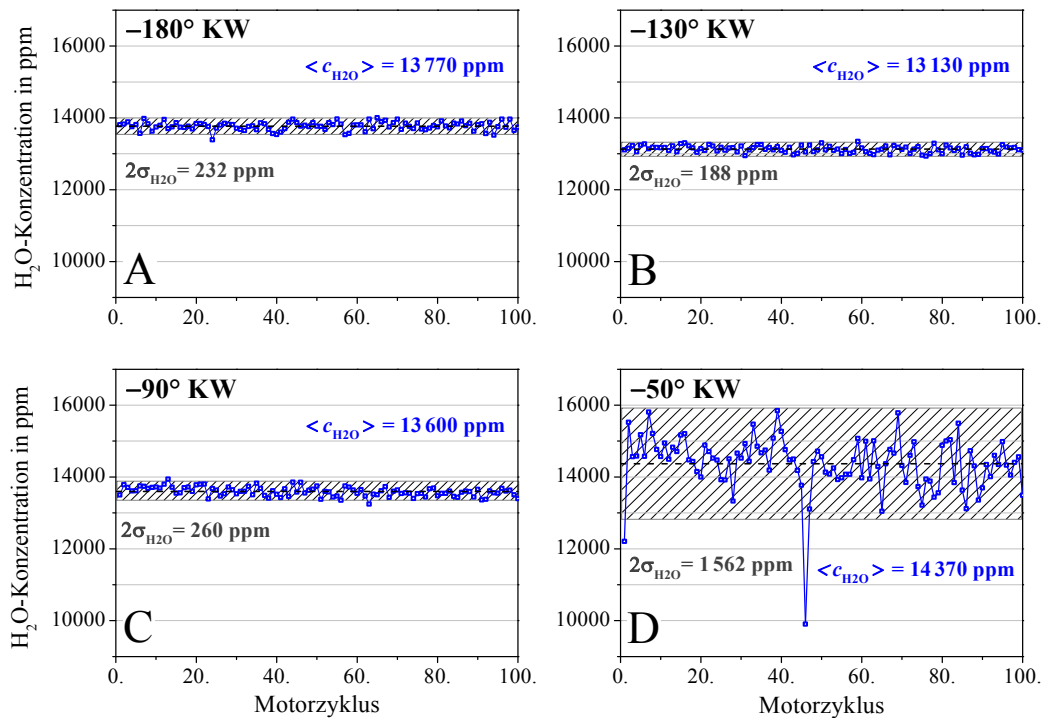


Abbildung 5.5: H<sub>2</sub>O-Konzentrationsverlauf bei  $-180^\circ$ ,  $-130^\circ$ ,  $-90^\circ$  und  $-50^\circ$  KW für 100 aufeinanderfolgende Motorzyklen (DFB-DL,  $f_{mod} = 4$  kHz).

### Verlauf der H<sub>2</sub>O-Konzentration für aufeinanderfolgende Motorzyklen

Abbildung 5.5 zeigt die gemessene H<sub>2</sub>O-Konzentration jeweils bei den Abschnitten A–D bzw. bei  $-180^\circ$ ,  $-130^\circ$ ,  $-90^\circ$  und  $-50^\circ$  KW, aufgetragen für 100 aufeinanderfolgende Motorzyklen. Es zeigt sich noch einmal die sehr stabile Konzentration zu Beginn der Kompressionsphase (A–C), hier liegt  $2\sigma$  zwischen 188 und 320 ppm. Gegen Ende des erfassbaren Bereichs (D) allerdings treten starke Schwankungen der Konzentration auf, so dass sich im Mittel eine deutlich höhere Konzentration von 14 370 ppm ergibt und auch  $2\sigma$  mit 1 462 ppm deutlich über den Werten aus den vorherigen Abschnitten liegt. Die in Abschnitt D gezeigten Schwankungen werden auf die bereits genannten Gründe (zu kleiner Abstimmbereich des Lasers und/oder zu schnelle Druck- und Temperaturänderungen) zurückgeführt.

Anschließend kann die gemittelte Konzentration während der Kompressionsphase eines Motorzyklus über aufeinanderfolgende Motorzyklen aufgetragen werden (Abbildung 5.6). Dabei wird bei der Mittelung der Konzentration separat nur der Bereich (1) von  $-190^\circ$  bis  $-65^\circ$  KW (links) und danach der gesamte Bereich (2) von  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW (rechts) beachtet. Es ergibt sich in beiden Fällen eine konstante H<sub>2</sub>O-Konzentration mit einer zweifachen Standardabweichung von 134 ppm (1) bzw. 182 ppm (2). Die Fehlerbalken der Konzentration eines Motorzyklus stellen wieder die zweifache Standardabweichung der über diesen Motorzyklus gemittelten Konzentration dar. Da bei (1) die großen Schwankungen ab  $-65^\circ$  KW nicht mit einbezogen werden, ist die Standardabweichung in diesem Fall geringer als bei (2). Im Mittel ergibt sich eine Schwankung der H<sub>2</sub>O-Konzentration während eines Motorzyklus von 524 ppm (1) bzw. 944 ppm (2). Auch dieses Ergebnis zeigt erneut die

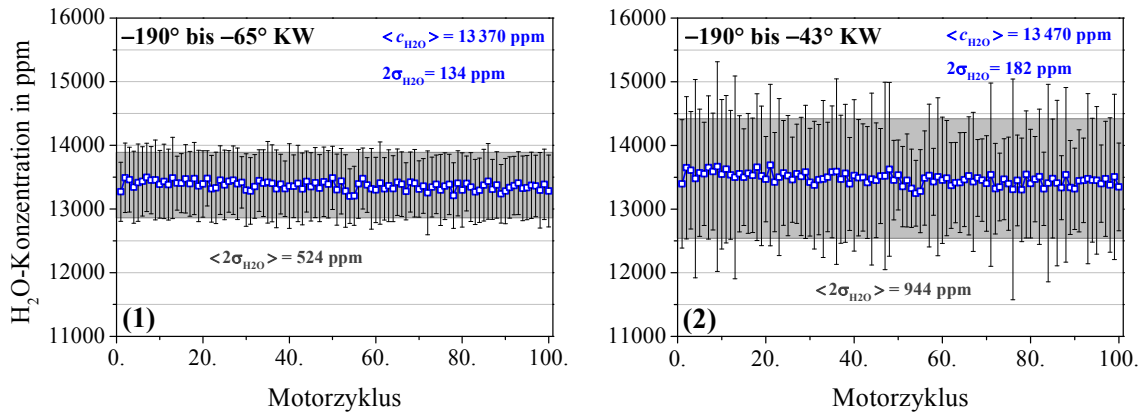


Abbildung 5.6: Gemittelte  $H_2O$ -Konzentration über den Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-65^\circ$  KW bzw.  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW für 100 aufeinanderfolgende Motorzyklen (DFB-DL,  $f_{mod} = 10$  kHz).

ausgezeichnete Stabilität des Spektrometers und des geschleppten Motors, besonders dann, wenn nur der Bereich bis  $-65^\circ$  KW betrachtet wird.

### Höhere Zeitauflösung mit dem DFB-DL

Um die genaue Ursache für die größeren Schwankungen ab  $-65^\circ$  KW zu bestimmen, kann die Zeitauflösung der Messung gesteigert werden, wodurch sich Schwankungen, hervorgerufen durch eine zu schnelle Änderung von Druck und Temperatur, verringern müssten. Messungen mit einer Modulationsfrequenz von 10 kHz führen aber auch zu einer weiteren Abnahme der Abstimmtiefe, so dass ein effektiver Abstimmungsbereich von etwa  $0,7\text{ cm}^{-1}$  zur Verfügung steht. Dies führt dazu, dass schon bei einem Druck über 0,06 MPa das gesamte Absorptionsprofil nicht mehr erfasst werden kann. Sollte sich die Messung durch die verringerte Abstimmtiefe nicht verschlechtern, kann eine Verringerung der Streuung gegen Ende der Kompression auf eine zu schnelle Änderung der Randbedingungen bei den früheren Messungen zurückgeführt werden.

Abbildung 5.7 zeigt die über den Kompressionstakt mit dem DFB-DL-basierten Spektrometer ermittelte  $H_2O$ -Konzentration über 80 Motorzyklen bei einer Steigerung der Modulationsfrequenz auf 10 kHz. Deutlich zu erkennen ist ein Anstieg in der Konzentration bei steigendem Druck, für den es im geschleppten Betrieb keine physikalische Erklärung gibt. Bei  $-50^\circ$  KW weicht die  $H_2O$ -Konzentration um 2900 ppm bzw. 23 % von der am Anfang der Kompression ermittelten Konzentration ab. Die Gütezahl für diese Messung ergibt sich zu  $G = 0,30$  (0,58; 0,89; 0,58), wobei die Zahlen in der Klammer den Werten ( $G_1$ ;  $G_2$ ;  $G_3$ ) entsprechen. Die Gütezahl ist somit deutlich kleiner im Vergleich zur Messung mit niedrigerer Zeitauflösung. Hier ergab sich  $G = 0,52$  (0,88; 0,69; 0,85). Eine genauere Betrachtung der einzelnen Komponenten der Gütezahl erlaubt die Feststellung der dafür zugrundeliegenden Ursache.

Die Faktoren  $G_1$  und  $G_3$  sind bei Steigerung der Zeitauflösung niedriger, bedingt durch die auftretende Steigung der Konzentration mit zunehmendem Kurbelwinkel. Der Anstieg wirkt sich direkt auf den Faktor  $G_1$  aus und indirekt auf den Faktor  $G_3$  durch Einschränkung des nutzbaren Bereichs der Messung ( $-190^\circ$  bis  $-105^\circ$  KW). Da die Steigerung der Zeitauflösung

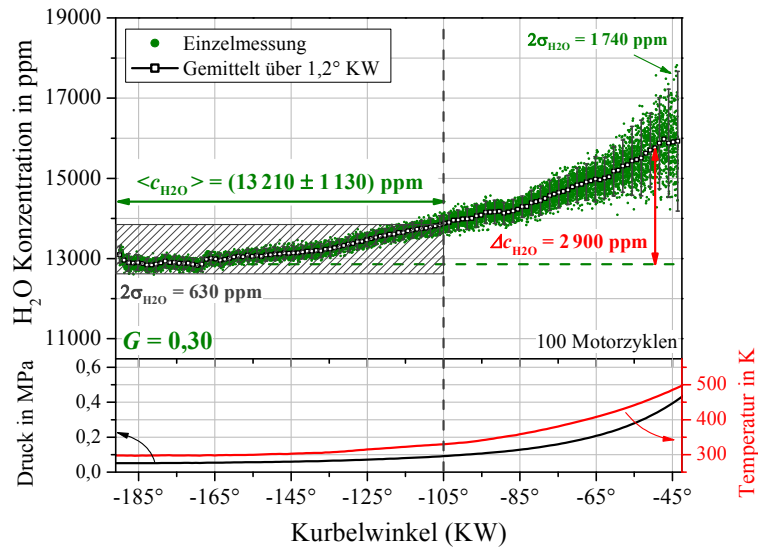


Abbildung 5.7: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 80 Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und  $2\sigma$  (Fehlerbalken) (DFB-DL,  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ).

zu Beginn der Kompression keinen Einfluss auf das Messergebnis haben sollte – hier wird noch das komplette Absorptionsprofil erfasst – ist dieser Effekt auf die kleinere Abstimmtiefe bei höherer Modulationsfrequenz zurückzuführen. Ab einem Druck von  $p = 0,095 \text{ MPa}$  ist die Bestimmung des Basislinien-Polynoms nicht mehr korrekt möglich, da der komplette erfassbare Spektralbereich von der Absorptionslinie überdeckt ist. Unter Laborbedingungen wäre eine einmalige Bestimmung des Basislinien-Polynoms bei niedrigem Druck oder bei einer Messung ohne Absorption möglich, die für weitere Messungen als konstant angesehen werden könnten. Unter den am Motor auftretenden ständigen Transmissionsschwankungen ist dieses Verfahren allerdings nicht anwendbar.

Der Güte-Faktor  $G_2$  hingegen hat sich gegenüber der Messung mit  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$  von 0,69 auf 0,89 verbessert. Die Streuung der Messwerte gegen Ende der Kompression ist durch die höhere Modulationsfrequenz abgeschwächt. Während bei der Messung mit  $4 \text{ kHz}$  die größte Streuung  $2\sigma = 5\,940 \text{ ppm}$  beträgt, ist bei einer Modulationsfrequenz mit  $10 \text{ kHz}$  nur noch eine maximale Streuung von  $2\sigma = 1\,740 \text{ ppm}$  zu beobachten. Diese Abschwächung in der Streubreite lässt den Schluss zu, dass die Schwankungen ab  $-65^\circ \text{ KW}$  zum Teil durch die niedrigere Modulationsfrequenz und damit einer zu schnellen Änderung der Randbedingungen hervorgerufen werden. Wie angenommen, würde eine Steigerung der Zeitauflösung diesem Effekt entgegen wirken. Da damit aber auch die Abstimmtiefe verringert wird, kommt es bei der Bestimmung des Basislinien-Polynoms zu Fehlern und die Leistungsfähigkeit des Spektrometers wird sogar noch weiter eingeschränkt.

Für die Bestimmung einer gemittelten  $H_2O$ -Konzentration wird daher nur der Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-105^\circ \text{ KW}$  betrachtet. Hier ergibt sich eine mittlere  $H_2O$ -Konzentration von  $(13\,210 \pm 1\,130) \text{ ppm}$ , in Übereinstimmung mit dem Wert von  $(13\,370 \pm 1\,140) \text{ ppm}$  aus den vorherigen Messungen mit niedriger Modulationsfrequenz/Zeitauflösung.

Um den Einsatz des DFB-DL-basierten Spektrometers bei höherem Druck zu ermöglichen, ist eine Anpassung der Auswerteroutine nötig, die entweder effizienter mit Informationen aus dem erfassbaren Spektralbereich umgeht oder zusätzliche Informationen, beispielsweise über das Basislinien-Polynom aus unabhängigen Messungen, mit einbezieht. Alternativ wird ein Laser benötigt, der über einen deutlich weiteren Bereich abgestimmt werden kann und so die geschilderte Problematik des zu geringen Abstimmbereichs umgeht. Mit dem VCSEL stand ein Laser mit einer deutlich höheren Abstimmtiefe (bis zu  $16 \text{ cm}^{-1}$ ) zur Verfügung, der zudem noch wesentlich höhere Modulationsfrequenzen bis in den Megaherzbereich erlaubt. Aus diesem Grund wurden die Bestrebungen, durch Anpassen der Auswerteroutine einen effektiveren Umgang der DFB-DL-Messungen in einem stark begrenzten Spektralbereich zu ermöglichen, in dieser Arbeit nicht weiterverfolgt und die Verwendung des VCSEL als aussichtsreichere Lösung vorangetrieben.

### 5.2.2 VCSEL-basiertes Hygrometer für innermotorische Messungen

Aufgrund der Erfahrungen mit dem DFB-DL wurden die Messungen mit dem VCSEL zuerst bei einer Modulationsfrequenz von 10 kHz unter gleichen Randbedingungen am Einzylindermotor des IVG durchgeführt. Dadurch ergibt sich eine Zeitauflösung von  $100 \mu\text{s}$ , die bei  $2.000 \text{ min}^{-1}$  einer Kurbelwinkelauflösung von  $1,2^\circ \text{ KW}$  entspricht.

#### Absorptionsprofile

Sechs ungemittelte Absorptionsprofile, aufgenommen mit dem VCSEL-basierten Spektrometer, sind in Abbildung 5.8 im Bereich von  $-180^\circ \text{ KW}$  ( $p = 0,064 \text{ MPa}$ ) bis  $-43^\circ \text{ KW}$

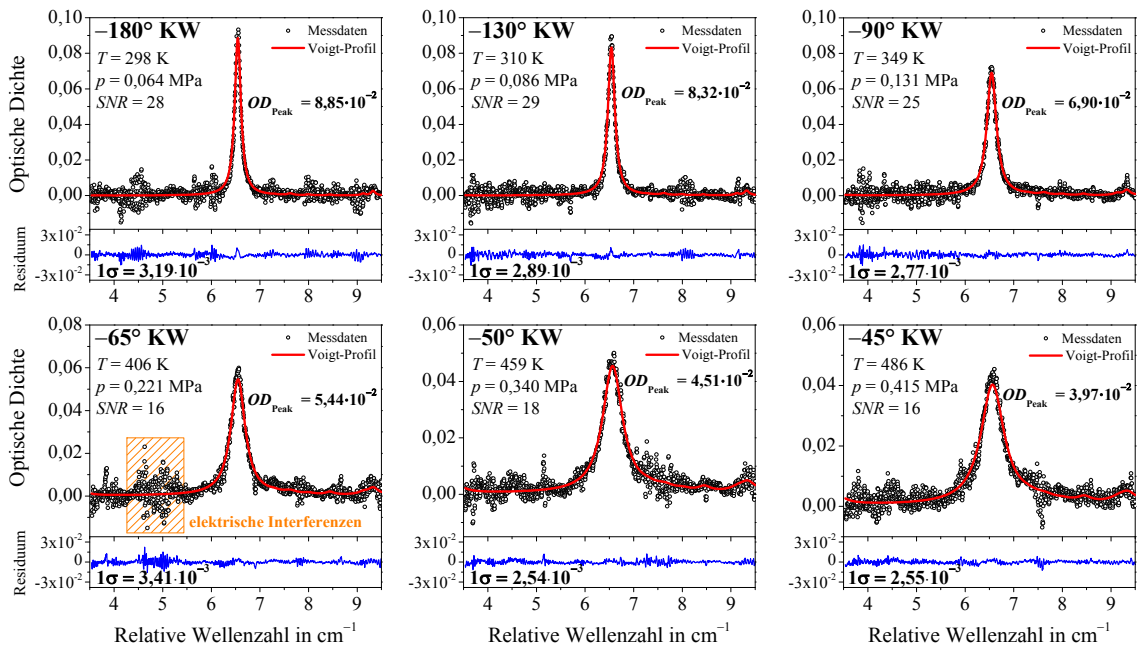


Abbildung 5.8: Sechs typische Absorptionsprofile (Einzelmessungen, VCSEL 1370 nm,  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ) im geschleppten Betrieb mit angepassten Voigt-Profilen.

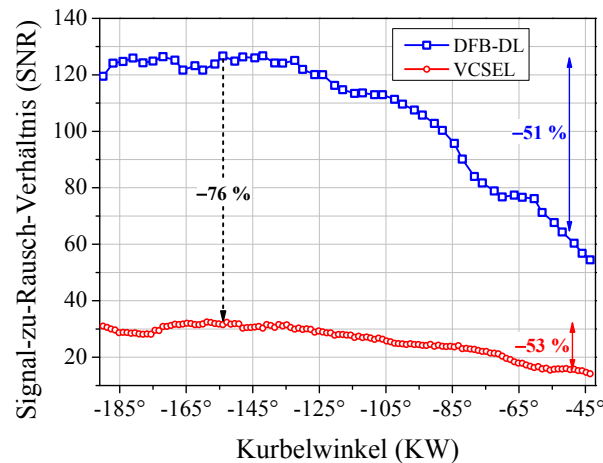


Abbildung 5.9: Berechnetes SNR der DFB-DL und VCSEL-Messungen. Durch die geringere Leistung des VCSEL liegt das SNR durchschnittlich um etwa 76 % niedriger.

( $p = 0,42 \text{ MPa}$ ) zu sehen. Durch die größere Abstimmtiefe des VCSEL ist auch bei einem höheren Druck das Absorptionsprofil komplett erfassbar, wodurch die Auswertung vereinfacht und die Ergebnisse deutlich verbessert werden. Auch bei höheren Drücken bis  $0,42 \text{ MPa}$  ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Linienbreiten. Der Nachteil des VCSEL – die geringere Lichtleistung – verursacht eine Verringerung der optischen Auflösung. Sie liegt für alle Messungen in einem Bereich von  $2,2 \cdot 10^{-3}$  bis  $1,2 \cdot 10^{-2}$  OD, mit einem Mittelwert bei  $3,4 \cdot 10^{-3}$  OD. Der SNR liegt dadurch zu Beginn des Kompressionstakts ( $-190^\circ$  bis  $-170^\circ \text{ KW}$ ) im Mittel bei 29 (Minimum: 8, Maximum: 38). Bei  $-50^\circ \text{ KW}$  ergibt sich ein mittleres SNR von 16 (Minimum: 6, Maximum: 19). Die Abweichungen im Residuum sind stark durch elektrische Störungen dominiert, hervorgerufen durch die Motorbremse, die den Einzylindermotor antreibt (siehe Abbildung 5.8,  $-65^\circ \text{ KW}$ ). In Konsequenz ergeben sich Detektionsgrenzen von 470 ppm ( $-190^\circ$  bis  $-170^\circ \text{ KW}$ ,  $p = 0,064 \text{ MPa}$ ) bzw. bei höherem Druck von 830 ppm ( $-50^\circ \text{ KW}$ ,  $p = 0,340 \text{ MPa}$ ). Diese Werte liegen noch deutlich über den Detektionsgrenzen, die mit dem DFB-DL-basierten Spektrometer erreicht wurden (130 ppm bzw. 230 ppm).

Abbildung 5.9 zeigt das mittlere SNR für DFB-DL und VCSEL während der Kompressionsphase von  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ \text{ KW}$ . Bei beiden Lasersystemen ergibt sich zum Ende hin ein Abfall des SNR um gut 50 %. Dieser Abfall hängt mit der schwächer werdenden Linienstärke bei höheren Temperaturen zusammen (vgl. Abbildung 3.2), die im betrachteten Temperaturbereich ebenfalls um 50 % absinkt. Insgesamt liegt das SNR beim VCSEL im Durchschnitt um 76 % niedriger als bei den DFB-DL-Messungen. Das niedrige SNR kann aber durch eine bessere elektrische Isolation des Systems sowie durch angepasste Modulationsrampen deutlich verbessert werden, wie im späteren Verlauf dieses Kapitels noch gezeigt wird.

### Verlauf der $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration während der Kompression

Abbildung 5.10 zeigt den Konzentrationsverlauf über den Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ \text{ KW}$  während eines Motorzyklus. Die vorteilhafte Kombination von schnellerer Modulation und größerem Abstimmbereich reduziert die Messwertschwankungen bei höheren Drücken sehr



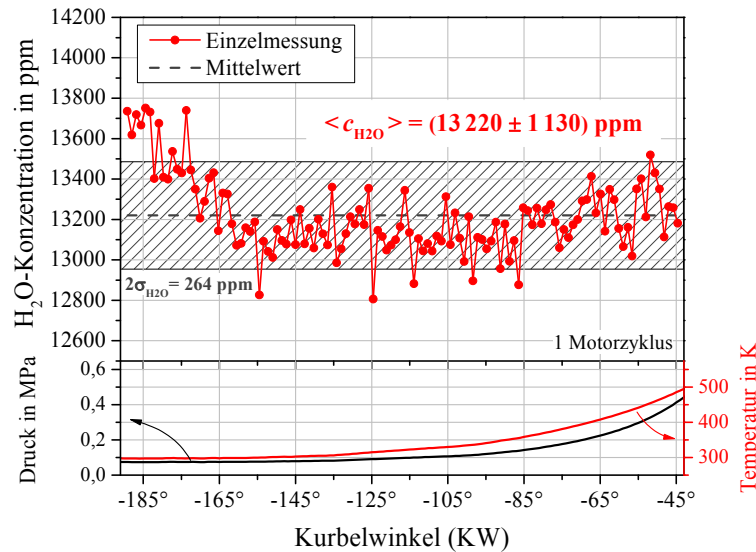


Abbildung 5.10: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines einzelnen Motorzyklus (VCSEL,  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ).

deutlich, so dass eine konstante Konzentration von  $\langle c_{H_2O} \rangle = (13\,220 \pm 1\,130) \text{ ppm}$  mit einer exzellenten zweifachen Standardabweichung von nur 264 ppm erzielt werden kann. Auch ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der mit dem VCSEL gemessenen  $H_2O$ -Konzentration im Vergleich zu der aus den DFB-DL-Messungen am Beginn der Kompression ( $\langle c_{H_2O} \rangle = 13\,370 \text{ ppm}$ ). Nur zu Beginn der Kompression von  $-190^\circ$  bis  $-170^\circ \text{ KW}$  kann wie schon bei den DFB-DL-Messungen eine leicht erhöhte Konzentration um etwa 3 % bestimmt werden. Als Ursache wird eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der Temperatur bzw. des Drucks angenommen.

Abbildung 5.11 zeigt den  $H_2O$ -Konzentrationsverlauf während der Kompressionsphase mit den Werten aus 80 Motorzyklen. Dabei stellen die roten Messpunkte die Werte aus den

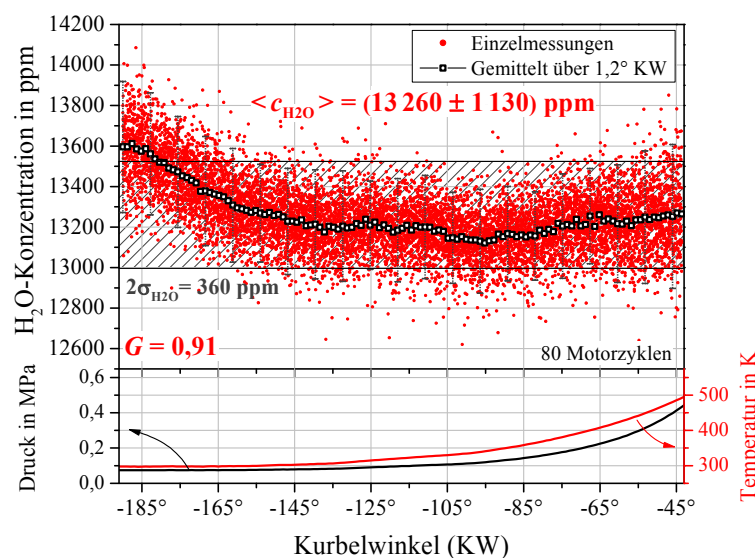


Abbildung 5.11: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 80 Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und  $2\sigma$  (Fehlerbalken) (VCSEL,  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ).

Einzelmessungen dar, während die schwarzen Rechtecke die über einen Bereich von  $1,2^\circ$  KW gemittelten Werte kennzeichnen.

Auch in dieser Abbildung zeigen die Fehlerbalken die zweifache Standardabweichung, zur besseren Übersicht jedoch nicht für alle Werte eingezeichnet. Der Bereich, der jeweils für die Mittelung ausgewählt wird, entspricht immer der Kurbelwinkelauflösung, die durch die Modulationsfrequenz des Lasers festgelegt wird, in diesem Fall  $1,2^\circ$  KW. Die Vergrößerung der Messwertstreuung bei höheren Drücken ist weitestgehend verschwunden und die gemittelte Konzentration von  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW liegt bei  $\langle c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle = (13260 \pm 1150)$  ppm mit  $2\sigma = 360$  ppm.

Die Verbesserung der Messung ist auch an der Gütezahl von  $G = 0,91$  (0,93; 0,97; 1,00) im Vergleich zu den beiden Messungen mit dem DFB-DL (0,30 und 0,52) zu sehen. Sowohl die maximale Schwankung als auch die Steigung der Ausgleichsgerade sind niedriger als bei den vorherigen Messungen mit dem DFB-DL-basierten Spektrometer. Mit dem VCSEL und der damit zur Verfügung stehenden größeren Abstimmtiefe bei schnellerer Modulation konnten die Ungenauigkeiten, die bei den DFB-DL-Messungen auftraten, effektiv beseitigt werden. Allerdings ist für zukünftige Messungen ein besseres Verständnis der Ursachen für die Ungenauigkeiten bei den DFB-DL-Messungen wichtig (siehe Kapitel 5.2.3), da das Einsatzgebiet des VCSEL durch die niedrigere Lichtleistung teilweise eingeschränkt ist.

### Verlauf der $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration für aufeinanderfolgende Motorzyklen

Wird der Verlauf der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei  $-180^\circ$ ,  $-130^\circ$ ,  $-90^\circ$  und  $-50^\circ$  KW betrachtet (Abbildung 5.12), ergibt sich in allen Bereichen eine nahezu identische Konzentration mit

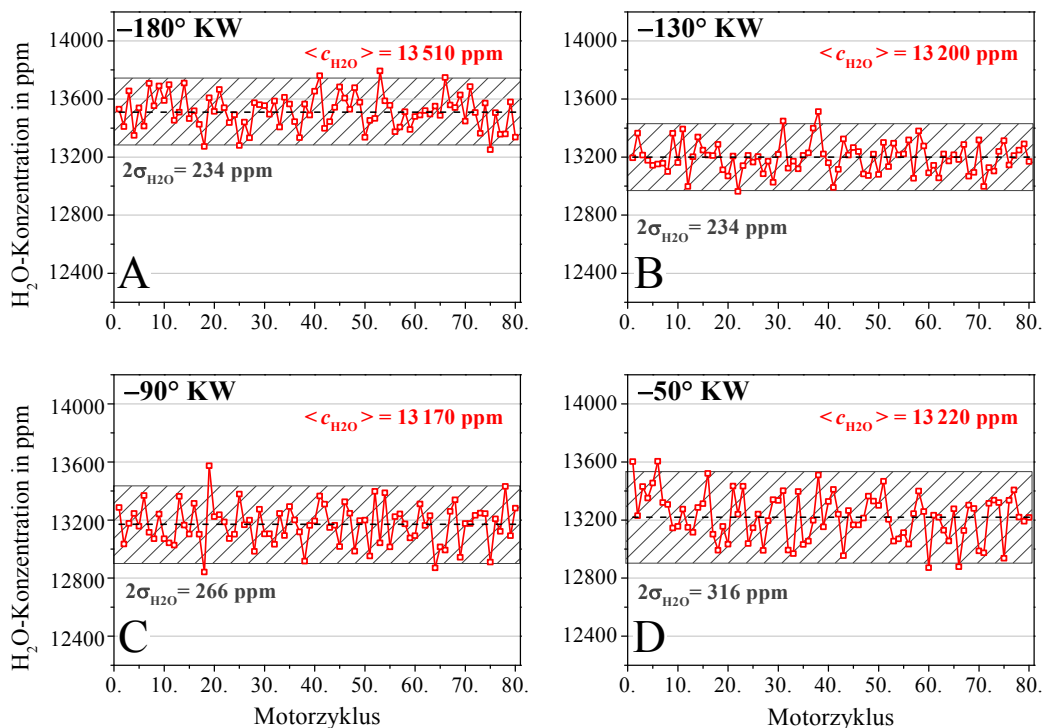


Abbildung 5.12:  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf bei  $-180^\circ$ ,  $-130^\circ$ ,  $-90^\circ$  und  $-50^\circ$  KW für 80 aufeinanderfolgende Motorzyklen (VCSEL,  $f_{\text{mod}} = 10$  kHz).



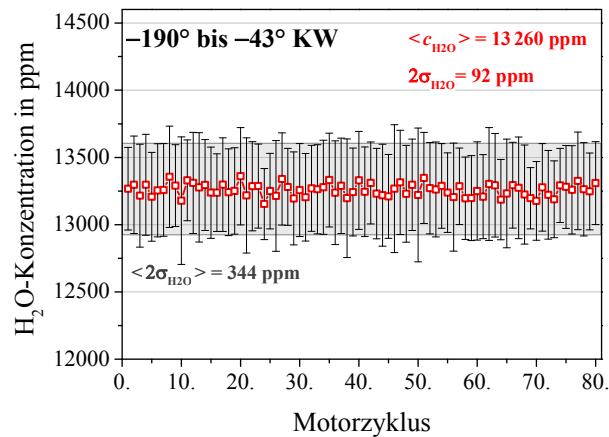


Abbildung 5.13: Gemittelte H<sub>2</sub>O-Konzentration (–190° bis –43° KW) für 80 aufeinanderfolgende Motorzyklen (VCSEL,  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ ).

Abweichungen von maximal 2,5 %. Die Standardabweichung vom Mittelwert liegt zu Beginn der Kompression bei 117 ppm und damit auf einem ähnlichen Niveau wie bei den Messungen mit dem DBF-DL (116 ppm). Bis –90° KW liegen die Standardabweichungen bei beiden Systemen sehr gut übereinander. Bei –50° KW jedoch erhöht sich die Standardabweichung beim VCSEL im Vergleich zum Wert bei –180° KW nur um 41 ppm, während sie bei den Messungen mit dem DFB-DL um 665 ppm anstieg.

Die Mittelung der schnellen H<sub>2</sub>O-Einzelmessungen über den kompletten Kompressionstakt erlaubt auch hier einen Vergleich der H<sub>2</sub>O-Mittelwerte und Standardabweichungen über alle 80 erfassten Motorzyklen (Abbildung 5.13). Es ergibt sich eine gemittelte H<sub>2</sub>O-Konzentration von 13 470 ppm mit einer Standardabweichung von 92 ppm ( $2\sigma$ ), die nochmals niedriger ist als bei den DFB-DL-Messungen (182 ppm). Die mittlere Streuung der H<sub>2</sub>O-Konzentration innerhalb eines Motorzyklus kann über die Mittelung aller gezeigten Standardabweichungen (Fehlerbalken) zu 344 ppm ermittelt werden.

Damit zeigt sich, dass mit dem VCSEL, dessen Einsatz bei Untersuchungen am Verbrennungsmotor deutliche Vorteile bietet, eine sehr gute Alternative zum DFB-DL zur Verfügung steht. Einzig durch die geringere Lichtleistung werden höhere Detektionsgrenzen ermittelt. Eine Verbesserung kann hier zum Teil durch die Wahl einer speziellen Modulationsrampe durchaus erreicht werden.

### Optimierung der Modulationsfrequenz beim VCSEL

Bei den DFB-DL-Messungen wurde eine Dreiecksrampe für die Modulation des Laserstroms verwendet. Dadurch konnten bei einer Datenerfassungsrate von 20 MS/s und einer Modulationsfrequenz von 10 kHz 2000 Spannungswerte des Detektorsignals für die komplette Rampe aufgenommen werden. Für die steigende Rampe stehen damit 1000 Datenpunkte zur Verfügung, ausreichend für den kleinen erfassbaren Spektralbereich ( $1 \text{ cm}^{-1}$ ). Es ergibt sich ein spektraler Abstand zwischen zwei Messpunkten von  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Der Abstimmbereich des VCSEL ist allerdings deutlich größer ( $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$ ) und sollte daher auch mit deutlich mehr Datenpunkten erfasst werden, um eine ähnliche spektrale Auflösung zu erreichen. Da das DAQ-System auf eine maximale Datenerfassungsrate von 33,3 MS/s

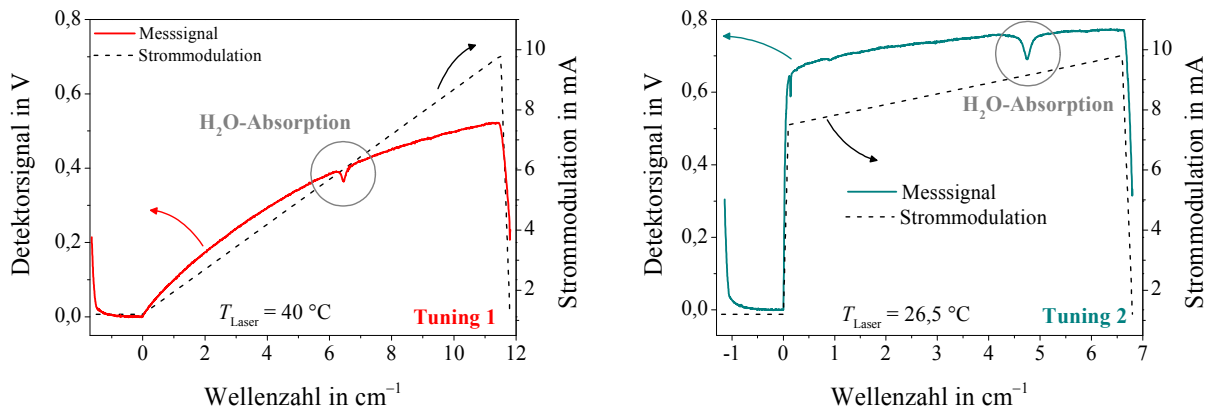


Abbildung 5.14: Vergleich der beiden Strommodulationsrampen (gestrichelte Linie) und resultierendem Detektorsignal (durchgezogene Linie).

beschränkt ist (siehe Kapitel 4.2), würden sich bei Nutzung einer Dreiecksrampe bei  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  nur 1650 Datenpunkte für die steigende Rampe verwenden lassen ( $6,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{Datenpunkt}$ ). Aus diesem Grund wurde eine Sägezahnrampe für die Strommodulation des VCSEL gewählt (siehe Abbildung 5.14, links), wodurch etwa 3200 Datenpunkte für den Bereich aufgenommen werden konnten und eine spektrale Auflösung des TDLAS-Signals von  $3,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{Datenpunkt}$  erreicht werden kann. Für Laboranwendungen bei Normaldruck wird im Normalfall eine spektrale Auflösung zwischen  $2,5 \cdot 10^{-3}$  und  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{Datenpunkt}$  verwendet.

Abbildung 5.14 zeigt zwei Modulationsrampen, die für Messungen verwendet wurden. Zum einen sind die angelegte Stromrampe (gestrichelte Linie) und zum anderen das daraus resultierende Detektorsignal (durchgezogene Linie) zu sehen. Auf der linken Seite der Abbildung ist die eben angesprochene Sägezahnrampe gezeigt (Tuning 1). Um mit dem zur Verfügung stehenden Laser durch Strommodulation sowohl die Absorptionslinie als auch den Bereich unterhalb der Laserschwelle abdecken zu können, müsste, wie in Kapitel 3.2.2 bereits erwähnt, der Laser außerhalb seiner Spezifikationen bei einer Temperatur von  $40^\circ\text{C}$  betrieben werden, wodurch die Laserleistung niedriger ist (vgl. Abbildung 3.9). Zur Vermeidung dieses Leistungsverlustes wurde eine alternative Modulationsrampe verwendet. Sie ist auf der rechten Seite in Abbildung 5.14 dargestellt (Tuning 2). Durch die modifizierte Modulationsrampe konnte der Laser bei einer Temperatur von  $26,5^\circ\text{C}$  betrieben werden, womit die zur Verfügung stehende Laserleistung um 36 % erhöht werden konnte.

Der Vergleich der Messungen mit den beiden Modulationsrampen ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Auf der linken Seite ist der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf im Kompressionstakt dargestellt. Bei beiden Varianten ergibt sich eine fast identische  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration (13260 ppm bzw. 13060 ppm) mit vergleichbarer Standardabweichung der gemittelten Werte (358 ppm bzw. 352 ppm). Auch die Gütezahl ist mit 0,91 (Tuning 1) zu 0,89 (Tuning 2) auf einem gleich hohen Niveau und zeigt nur eine leichte Abweichung zwischen den beiden Modulationsrampen, die allerdings auch durch andere Faktoren, wie beispielsweise elektrische Störungen, bedingt sein kann.

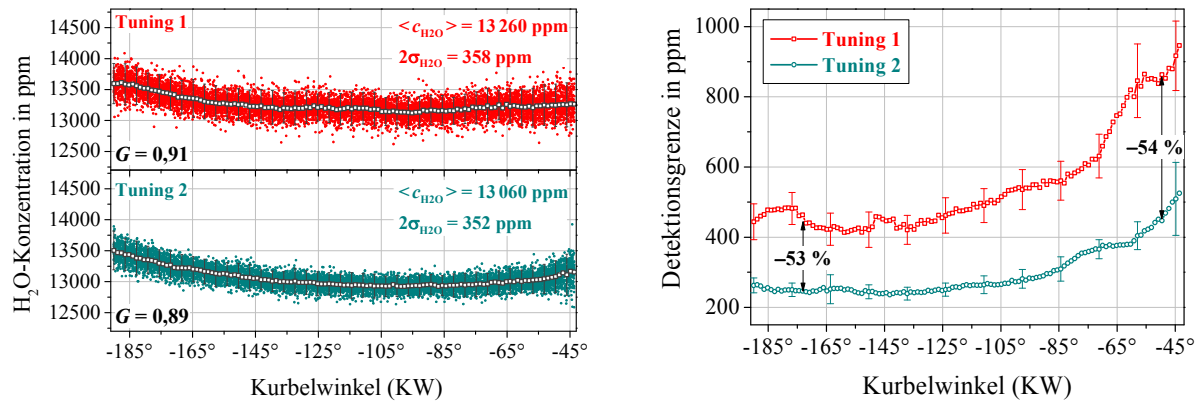


Abbildung 5.15:  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverläufe im Kompressionstakt für beide Modulationsrampen (links). Die höhere Lichtleistung führt zu einer verbesserten Detektionsgrenze durch ein höheres SNR (rechts).

Auf der rechten Seite der Abbildung sind die jeweils in einem Fenster von  $1,2^\circ$  KW gemittelten Detektionsgrenzen ( $\text{SNR} = 1$ ) gezeigt, berechnet aus den gemessenen Konzentrationen und dem jeweiligen SNR von 80 Motorzyklen in Abhängigkeit zur Kolbenposition. Die Fehlerbalken stellen auch hier die Standardabweichung dar. Die Detektionsgrenze lässt sich durch die modifizierte Modulationsrampe (Tuning 2) und die dadurch erhöhte Lichtleistung um den Faktor zwei verbessern, so dass die Detektionsgrenzen zu Beginn der Kompression ( $-190^\circ$  bis  $-170^\circ$  KW) von 470 ppm auf 250 ppm und bei  $-50^\circ$  KW von 830 ppm auf 450 ppm verbessert werden. Sie liegen damit nur um den Faktor zwei über den Detektionsgrenzen des DFB-DL (130 ppm, 230 ppm).

Der Anstieg in der Detektionsgrenze im Verlauf der Kompression ist auf die steigende Temperatur und der damit schwächer werdenden Linienstärke zurückzuführen. Die Detektionsgrenzen für alle Lasersysteme sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Dieses Verfahren der alternativen Modulationsfrequenz zeigt eine Möglichkeit auf, die zur Verbesserung der Detektionsgrenze zur Verfügung steht, um ein ähnliches Niveau wie bei der Verwendung des DFB-DL zu erreichen. Aufgrund einer fehlenden Validierung der alternativen Modulationsrampe (Tuning 2) zum Zeitpunkt der Messungen wurden die im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigten Messungen an den Motoren allerdings noch mit der Modulationsrampe in Sägezahnform (Tuning 1) durchgeführt.

Tabelle 5.2: Übersicht über die Detektionsgrenzen bei Verwendung von DFB-DL bzw. VCSEL.

Lasertyp	Detektionsgrenze	
	$-190^\circ$ bis $-170^\circ$ KW ( $p = 0,075$ MPa)	$-50^\circ$ KW ( $p = 0,340$ MPa)
DFB-DL	130 ppm	230 ppm
VCSEL (Tuning 1)	470 ppm	830 ppm
VCSEL (Tuning 2)	250 ppm	450 ppm

### 5.2.3 Einfluss der Modulationsfrequenz

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Modulationsfrequenz auf die Leistungsfähigkeit der beiden Spektrometer untersucht, basierend auf den zwei verwendeten Lasersystemen (DFB-DL und VCSEL). Sollten die beobachteten Schwankungen beim DFB-DL und steigendem Druck durch die geringe Abstimmtiefe verursacht werden, sollte dieser Effekt bei Verringerung der Modulationsfrequenz beim VCSEL nicht auftreten. Ist dieser Effekt allerdings hervorgerufen durch zu schnelle Änderung der Randbedingungen, tritt er unabhängig vom Lasersystem bei einer zu niedrigen Zeitauflösung/Modulationsfrequenz auf.

Abbildung 5.16 zeigt den  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf über den erfassbaren Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW. Auf der rechten Seite sind beispielhaft Histogramme der Messwerte bei  $-46^\circ$  KW dargestellt. Ein durchgeführter Saphiro-Wilk-Test [140] mit einem Signifikanzniveau von 5 % bestätigt eine signifikante Normalverteilung der Messwerte. An den Konzentrationsverläufen ist zu erkennen, dass bei niedrigen Modulationsfrequenzen von 4 kHz sowohl beim DFB-DL als auch beim VCSEL gegen Ende des Kompressionstakts eine stärkere Streuung der Messwerte auftritt. Während bei DFB-DL die Streuung bei  $-43^\circ$  KW 5940 ppm ( $2\sigma$ ) beträgt, liegt sie beim VCSEL nur bei 1155 ppm. Dies bestätigt die Annahme, dass beim DFB-DL die größere Streuung der Messwerte sowohl durch die geringe Abstimmtiefe als auch durch die zu niedrige Zeitauflösung hervorgerufen wird. Eine höhere Modulationsrate kann die Vergrößerung der Streuung zwar verringern, führt aber im Falle des DFB-DL zu einem Ansteigen der Konzentration bei steigendem Druck, da die Abstimmtiefe noch weiter verringert wird. Erst mit dem VCSEL und einer Modulationsfrequenz von 10 kHz kann das Auftreten dieses Effekts verhindert werden. Die dafür benötigte Modulationsfrequenz hängt von der Drehzahl und dem Druckverlauf ab. Bei höherer Drehzahl

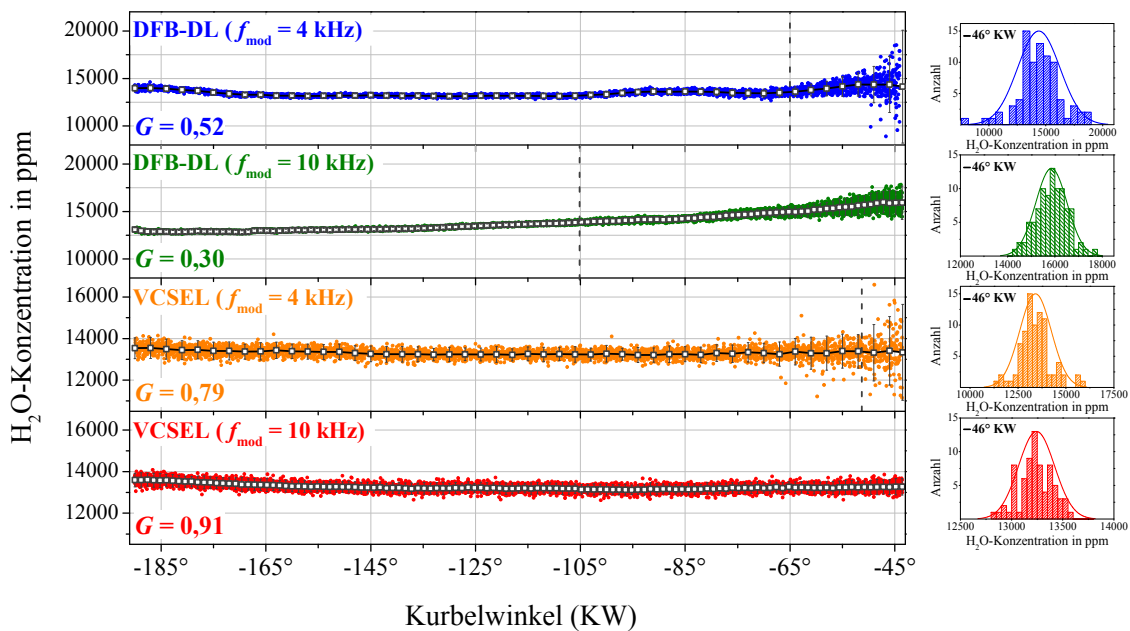


Abbildung 5.16: Vergleich der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverläufe während des Kompressionstakts von jeweils 80 Motorzyklen, gemessen mit DFB-DL und VCSEL ( $f_{\text{mod}} = 4$  und  $10$  kHz).

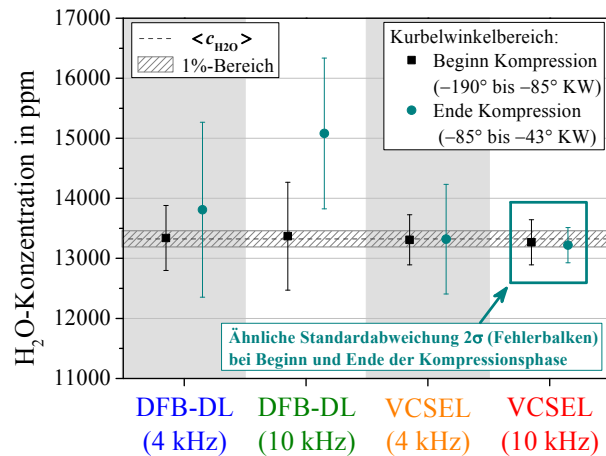


Abbildung 5.17: Übersicht über die Abhängigkeit der Standardabweichung  $2\sigma$  (Fehlerbalken) von der Modulationsfrequenz bei DFB-DL- und VCSEL-basiertem Spektrometer.

kommt es gezwungenermaßen zu einer schnelleren Änderung von Druck und Temperatur, ebenso aber auch bei einem steileren Druckanstieg während der Kompression.

Tabelle 5.3 zeigt die gemessene  $H_2O$ -Konzentration und Standardabweichung mit beiden Hygrometern zu Beginn der Kompression ( $-190^\circ$  bis  $-85^\circ$  KW) und gegen Ende der Kompression ( $-85^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW), gemittelt über jeweils 80 Motorzyklen. Die Ergebnisse sind auch in Abbildung 5.17 dargestellt, mit den Fehlerbalken als zweifache Standardabweichung. Zu erkennen ist die sehr gute Übereinstimmung in der ermittelten  $H_2O$ -Konzentration in vier voneinander unabhängigen Messungen mit zwei verschiedenen Lasersystemen zu Beginn der Kompression. Dieses Ergebnis unterstreicht noch einmal die Fähigkeit von TDLAS-Systemen bei Kenntnis von Druck, Temperatur, Linienstärke und Absorptionslänge ohne Kalibrierung absolute Konzentrationen ermitteln zu können. Die maximale relative Abweichung der Konzentrationen zu Beginn der Kompression bei den verschiedenen Messungen und Lasersystemen untereinander liegt bei 0,75 %. Es zeigt sich jedoch, dass die Konzentrationen und Standardabweichungen gegen Ende der Kompression stark voneinander abweichen. Erwartet ist eine identische Konzentration und Standardabweichung zu Beginn und gegen Ende der Kompressionsphase.

Wie bereits gezeigt, ergibt sich jedoch beim DFB-DL mit 4 kHz eine deutlich größere Streuung der Messwerte im späteren Teil der Kompressionsphase, so dass die Standardabweichung entsprechend bei Betrachtung des Bereichs von  $-85^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW um 170 % ansteigt im

Tabelle 5.3: Übersicht über die gemessene  $H_2O$ -Konzentration, gemessen mit DFB-DL und VCSEL.

Lasertyp	Modulationsfrequenz	$H_2O$ -Konzentration $\langle c_{H_2O} \rangle$	
		Beginn der Kompression ( $-190^\circ$ bis $-85^\circ$ KW)	Ende der Kompression ( $-85^\circ$ bis $-43^\circ$ KW)
DFB-DL	4 kHz	13 340 ppm ( $2\sigma=2540$ ppm)	13 810 ppm ( $2\sigma=1460$ ppm)
	10 kHz	13 370 ppm ( $2\sigma=900$ ppm)	15 080 ppm ( $2\sigma=1250$ ppm)
VCSEL	4 kHz	13 310 ppm ( $2\sigma=420$ ppm)	13 320 ppm ( $2\sigma=910$ ppm)
	10 kHz	13 270 ppm ( $2\sigma=380$ ppm)	13 220 ppm ( $2\sigma=300$ ppm)

Vergleich zur Betrachtung des Bereichs von  $-190^\circ$  bis  $-85^\circ$  KW. Als Ursache werden sowohl die geringe Abstimmtiefe als auch eine zu schnelle Änderung von Druck oder Temperatur vermutet. Bei der Steigerung der Modulationsfrequenz auf 10 kHz überwiegt beim DFB-DL der Nachteil der geringen Abstimmtiefe und es wird ein deutlicher Anstieg in der Konzentration festgestellt. Die Vergrößerung in der Standardabweichung liegt mit 40 % jedoch niedriger als bei den Messungen mit  $f_{\text{mod}} = 4$  kHz, aber insgesamt betrachtet immer noch auf einem hohen Niveau. Beim VCSEL ist die Abstimmtiefe zwar immer ausreichend, trotzdem ergibt sich bei niedriger Modulationsfrequenz eine Zunahme der Streuung gegen Ende der Kompression, die eindeutig auf eine zu schnelle Änderung der Randbedingungen zurückzuführen ist. Die Zunahme der Standardabweichung bei Betrachtung des Bereichs von  $-85^\circ$  bis  $-43^\circ$  KW beträgt 120 %. Erst mit dem VCSEL und einer Modulationsfrequenz von 10 kHz ist die Standardabweichung unabhängig vom untersuchten Bereich auf einem gleichbleibenden Niveau.

Die höhere Qualität der Messungen mit dem VCSEL kann auch anhand der Gütezahl verifiziert werden. Dabei zeigt sich, dass die Messungen mit dem VCSEL schon bei Modulationsfrequenzen von 4 kHz eine höhere Gütezahl von 0,79, im Vergleich zu 0,3 bzw. 0,52 beim DFB-DL, erreichen. Grund hierfür ist die geringere Abstimmtiefe des DFB-DL, die zum einen zu Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Basislinien-Polynoms führen kann, zum anderen wirken sich durch die geringere Abstimmtiefe Änderungen der Randbedingungen stärker auf die DFB-DL-Messungen aus als auf die Messungen mit dem VCSEL. Der unterschiedliche Einfluss wird anhand der maximalen Änderung des Drucks  $\Delta p$  in Bezug auf die Abstimmtiefe deutlich. Es ergibt sich für den DFB-DL  $\Delta p_{\text{DFB-DL}} = 22 \text{ kPa/cm}^{-1}$ , während sich beim VCSEL durch die unterschiedliche Modulationsrampe und die größere Abstimmtiefe zu  $\Delta p_{\text{VCSEL}} = 4,4 \text{ kPa/cm}^{-1}$  ergibt.

Werden hingegen nur der Beginn des Kompressionstakts von  $-180^\circ$  bis  $-105^\circ$  KW betrachtet, zeigt sich bei beiden Lasersystemen eine fast identische Gütezahl 0,84 (DFB-DL) zu 0,85 (VCSEL). In diesem Fall eignet sich der DFB-DL für diesen Bereich sogar besser, da aufgrund der höheren Lichtleistung ein höheres SNR und damit eine niedrigere Detektionsgrenze erreicht werden kann.

---

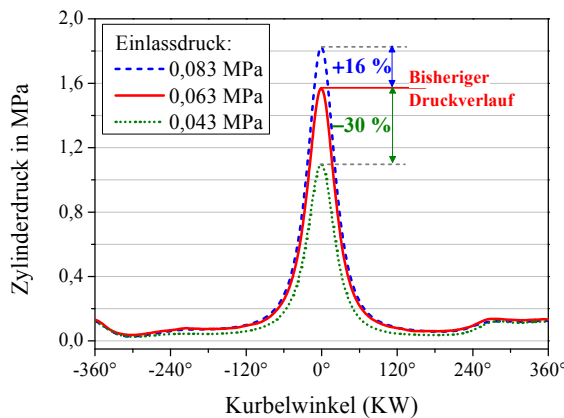
### Variation des Einlassdrucks

---

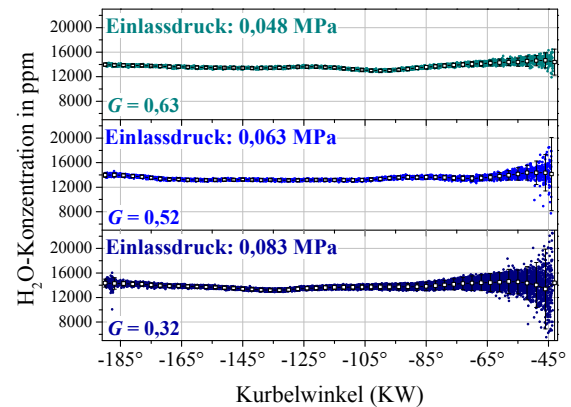
Um den Einfluss auf die Streuung besser quantifizieren zu können, wurden neben den bereits gezeigten Messungen bei einem Einlassdruck von 0,063 MPa auch Untersuchungen bei einem Einlassdruck von 0,048 und 0,083 MPa durchgeführt. Der Einlassdruck wurde dabei über die Drosselklappe reguliert. Die verschiedenen Einlassdrücke resultieren zum einen in einer Variation des Maximaldrucks (1,1–1,8 MPa) und zum anderen in einem größeren Druckanstieg pro Kurbelwinkel (11–18 kPa/ $^\circ$ KW bei  $-43^\circ$  KW). Durch diese Variation müsste sich sowohl beim DFB-DL als auch beim VCSEL bei Modulationsfrequenzen von 4 kHz bei steigendem Einlassdruck eine Vergrößerung der Streuung zeigen, da die Ursachen (höherer Druck und schnellere Druckänderungen) verstärkt werden. Beim VCSEL und höheren Modulationsfrequenzen (10 kHz) sollte dieser Effekt höchstens in stark abgeschwächtem Ausmaß zu erkennen sein. Die Druckverläufe der verschiedenen Einlassdrücke für den



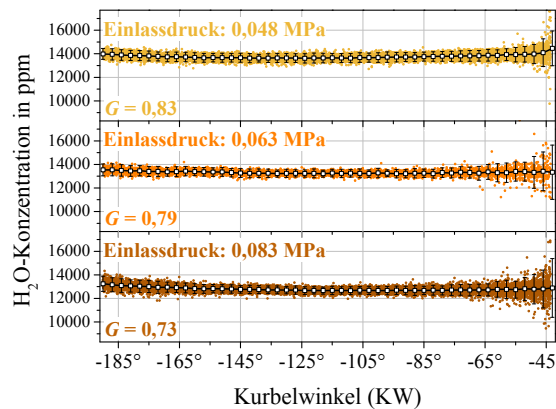
## Druckverläufe



## A) DFB-DL (4 kHz)



## B) VCSEL (4 kHz)



## C) VCSEL (10 kHz)

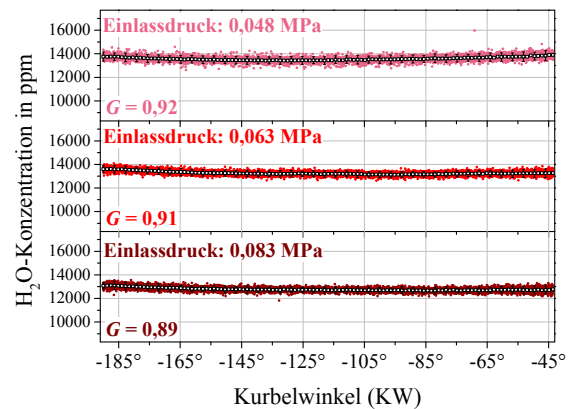


Abbildung 5.18: Vergleich der ermittelten H<sub>2</sub>O-Konzentration bei drei Einlassdrücken mit dem DFB-DL,  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$  (A), VCSEL,  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$  (B) und  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  (C). Aufgetragen sind die Daten aus jeweils 80 Motorzyklen.

kompletten Zyklus sind in Abbildung 5.18 (links oben) dargestellt, der genaue Einfluss auf die Randbedingungen während der Kompression sind in Tabelle 5.4 aufgeführt.

Abbildung 5.18 zeigt die gemessenen H<sub>2</sub>O-Konzentrationsverläufe für die drei Einlassdrücke mit dem DFB-DL bei  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$  (A) sowie dem VCSEL bei  $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$  (B) und  $10 \text{ kHz}$  (C). Wie erwartet nimmt die Streuung beim DFB-DL mit höherem Einlassdruck zu. Allerdings kann die Ursache hierfür sowohl eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des Basislinien-Polynoms aufgrund der niedrigen Abstimmtiefe bei steigendem Druck sein als auch die niedrige Zeitauflösung und damit zu starke Änderung von Druck und Temperatur während der Messung. Beim VCSEL ist die Abstimmtiefe immer ausreichend genug, um das gesamte Absorptionsprofil zu erfassen. Daher kann die größere Streuung bei B nur durch eine zu niedrige Zeitauflösung/Modulationsfrequenz und damit zu starke Änderung der Randbedingungen während der Messung verursacht werden. Eine direkte Korrelation der Druckänderung pro Kurbelwinkel (Tabelle 5.4) mit einer Zunahme der Streuung kann zudem ebenfalls beobachtet werden. Bei einem Druckanstieg von  $11 \text{ kPa/}^\circ\text{KW}$  ( $p_{\text{Einlass}} = 0,048 \text{ MPa}$ ) ergibt sich  $2\sigma_{\text{max}} = 1480 \text{ ppm}$ , während bei  $18 \text{ kPa/}^\circ\text{KW}$  ( $p_{\text{Einlass}} = 0,083 \text{ MPa}$ )

Tabelle 5.4: Übersicht über die gemessene  $H_2O$ -Konzentration bei  $-130^\circ \text{KW}$  und  $-46^\circ \text{KW}$  bei Variation des Einlassdrucks.

Einlassdruck in MPa		0,048	0,063	0,083
$p_{\max}$ ( $0^\circ \text{KW}$ ) in MPa		1,10	1,57	1,82
$p_{\max}$ ( $-43^\circ \text{KW}$ ) in MPa		0,30	0,43	0,49
$\Delta p_{\max}$ in kPa/ $^\circ \text{KW}$		11	15	18
$\Delta p_{\max}$ in kPa/ $\text{cm}^{-1}$	A) DFB-DL ( $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$ )	12	17	20
	B) VCSEL ( $f_{\text{mod}} = 4 \text{ kHz}$ )	2,8	4,0	4,7
	C) VCSEL ( $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$ )	1,0	1,4	1,6

$2\sigma_{\max} = 2500 \text{ ppm}$  ist. Bei C mit einer Modulationsfrequenz von  $10 \text{ kHz}$  kann eine gleich bleibende Streubreite über den gesamten Kompressionstakt ermittelt werden.

Die Qualität der Messung kann auch über die Gütezahl eingeordnet werden. Bei allen drei Messsystemen (A–C) wird mit steigendem Einlassdruck die Gütezahl kleiner. Der stärkste Einfluss bei der Variation des Einlassdrucks zeigt sich bei den Messungen mit dem DFB-DL. Hier fällt die Gütezahl von 0,63 auf 0,32 ab. Bei den VCSEL-Messungen ergibt sich einerseits allgemein eine deutlich höhere Gütezahl von 0,73–0,91 und andererseits fällt die Verschlechterung durch Erhöhung des Einlassdrucks geringer aus.

Die gemittelten Konzentrationswerte der verschiedenen Messungen – gebildet jeweils über alle Motorzyklen einer Messreihe – liegen wieder sehr gut übereinander, wie in Abbildung 5.19 zu sehen ist. In der Abbildung sind sowohl die gemittelten  $H_2O$ -Konzentrationswerte als auch die zweifache Standardabweichung für die Messungen aus A, B und C bei  $-130^\circ \text{KW}$  (links) bzw.  $-46^\circ \text{KW}$  (rechts) eingezeichnet. Gezeigt wird ebenfalls die Druckänderung pro  $^\circ \text{KW}$  bei den drei verschiedenen Einlassdrücken. Bei  $-130^\circ \text{KW}$  sind die Druck- und Temperaturänderungen zwischen zwei Scans niedrig ( $0,7 \text{ kPa}/^\circ \text{KW}$ ) und es ergibt sich keine signifikante Steigerung der Standardabweichung bei höherem Einlassdruck. Ein anderes Verhalten zeigt sich bei  $-46^\circ \text{KW}$ . In dieser Phase des Kompressionstakts ergibt sich eine deutliche Änderung des Drucks während eines Scans, durch die es auch zu einer Erhöhung der Standardabweichung bei A und B kommt. Bei A erhöht sich die Standardabweichung um bis zu 430 %, während sie bei B nur um bis zu 35 % ansteigt.

Der Grund für die unterschiedliche Erhöhung trotz gleicher Modulationsfrequenz liegt darin, dass beim DFB-DL mögliche Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Basislinien-Polynoms ebenfalls eine Rolle spielen und sich die Änderung der Randbedingungen durch die kleinere Abstimmtiefe stärker auswirkt. Tabelle 5.4 zeigt die maximale Druckänderung pro  $\text{cm}^{-1}$ , die beim DFB-DL zwischen 12 und  $20 \text{ kPa}/\text{cm}^{-1}$  liegt, während sie beim VCSEL mit der gleichen Modulationsfrequenz um 77 % niedriger ist und zwischen 2,8 und  $4,7 \text{ kPa}/\text{cm}^{-1}$  beträgt. Durch die höhere Zeitauflösung von  $100 \mu\text{s}$  sind die VCSEL-Messungen (C) von diesem Effekt nicht betroffen. Die Änderung im Druck liegt noch einmal um den Faktor drei niedriger als bei B und es zeigt sich eine konstante Standardabweichung der gemittelten Konzentration von 355–437 ppm.



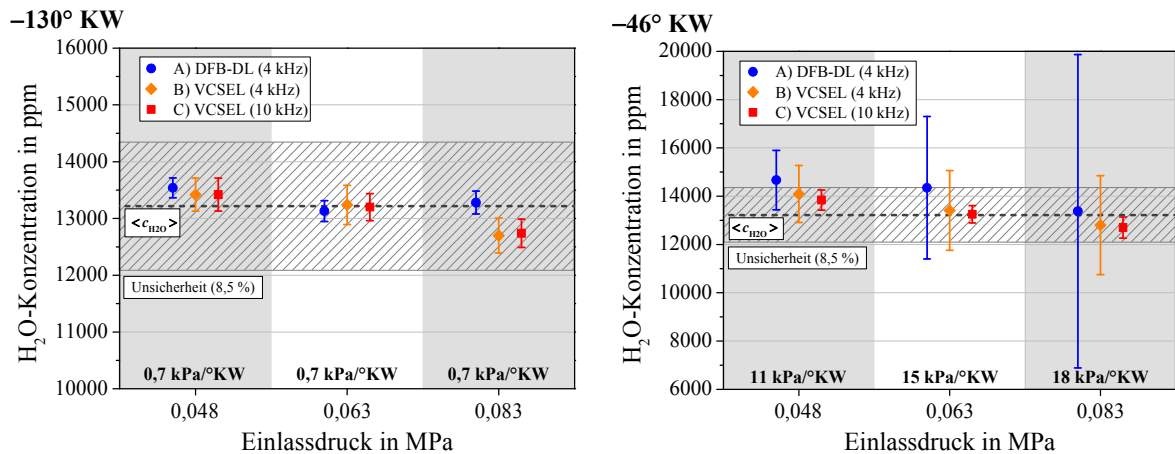


Abbildung 5.19: Übersicht über die bestimmte  $H_2O$ -Konzentration bei  $-130^\circ$  KW und  $-46^\circ$  KW bei Variation des Einlassdrucks für DFB-DL und VCSEL.

## 5.2.4 Messungen am Einzylindermotor des RSM

Nach Abschluss der Messungen am Einzylindermotor des IVG wurden ebenfalls Messungen am Einzylindermotor des RSM zur Untersuchung der Anpassungsfähigkeit der Sensorik an verschiedene Prüfstände durchgeführt. Bei diesen Messungen wurden die Sensorzugänge oberhalb der OT-Position der Kolbenoberkante angebracht, um über den gesamten Kompressionstakt messen zu können. Außerdem konnten alle Druckverläufe zu den Messungen aus dem Prüfstandssystem extrahiert und den TDLAS-Daten zugeordnet werden, so dass im Gegensatz zu einem gemittelten Druckverlauf wie bei den Messungen am IVG zu jedem Laser-Scan der gemessene Druckwert vorlag.

### Absorptionsprofil

Aufgrund der Erfahrung aus den Messungen am IVG wurde für die Messungen gegen Ende des Kompressiontakts der VCSEL mit Modulationsfrequenzen von bis zu 30 kHz eingesetzt. Vier Absorptionsprofile aus dem zusätzlichen Bereich von  $-43^\circ$  bis  $0^\circ$  KW bei  $800 \text{ min}^{-1}$  und  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  sind in Abbildung 5.20 zu sehen. Beispielhaft wurden hier Einzelmessungen bei  $-30^\circ$ ,  $-17^\circ$ ,  $-10^\circ$  und  $0^\circ$  KW ausgewählt. Der Druck am Ende der Kompression betrug 0,79 MPa. Trotz des weiteren Druckanstiegs kann mit dem VCSEL auch in dieser Phase noch das komplette Absorptionsprofil erfasst werden.

Die optische Auflösung von  $-190^\circ$  bis  $0^\circ$  KW liegt in einem Bereich von  $1,19 \cdot 10^{-3}$  bis  $3,50 \cdot 10^{-3}$  OD mit einem Mittelwert von  $2,04 \cdot 10^{-3}$  OD. Das SNR fällt aufgrund der steigenden Temperatur ab und ergibt sich bei  $0^\circ$  KW im Mittel zu einem Wert von 7 (Minimum: 5, Maximum: 11). Daraus ergibt sich eine mittlere  $H_2O$ -Detektionsgrenze gegen Ende des Kompressiontakts ( $0^\circ$  KW) von 1310 ppm.

Auch an diesem Prüfstand sind zum Teil noch elektrische Interferenzen für die niedrigen SNR verantwortlich, hervorgerufen durch die Motorbremse des Prüfstands (vgl. Abbildung 5.20,  $-10^\circ$  KW). Werden nur lokale Stellen im Residuum betrachtet, an denen diese elektrischen Störungen nicht vorhanden sind, verbessert sich die optische Auflösung im gezeigten

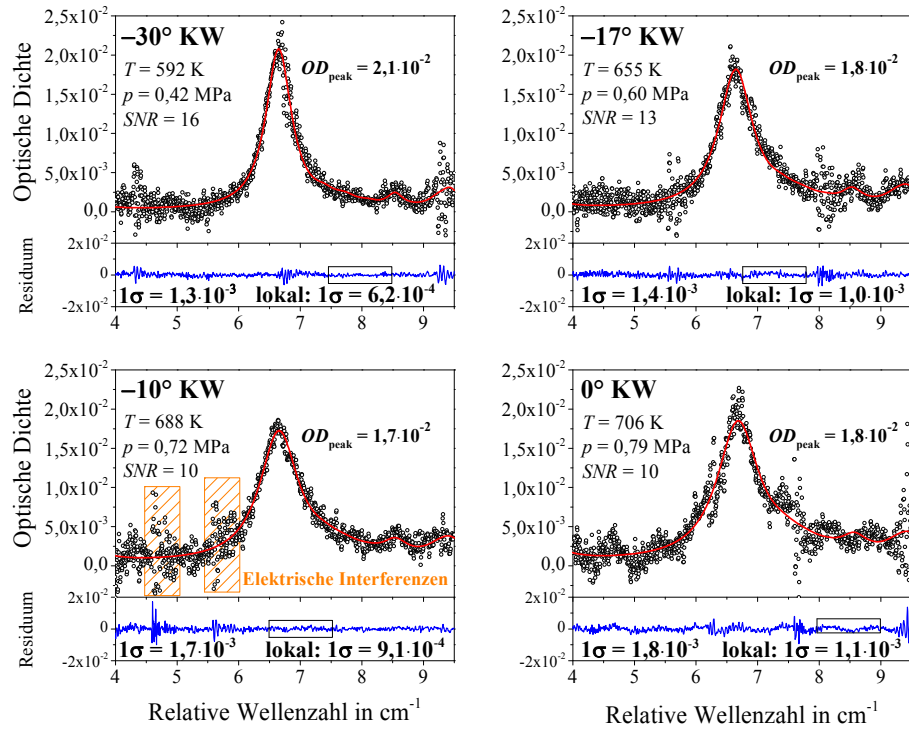


Abbildung 5.20: Gemessene Absorptionsprofile (Einzelmessung, VCSEL 1370 nm,  $f_{\text{mod}} = 10$  kHz)

Absorptionsprofil (Abbildung 5.20,  $-10^\circ$  KW) auf  $9,1 \cdot 10^{-4}$  OD und damit zu einem SNR von 18. Für  $0^\circ$  KW ergibt sich für das gemessene Profil in der Abbildung auf diese Weise eine Detektionsgrenze von 560 ppm.

### H<sub>2</sub>O-Konzentrationsverlauf über den gesamten Kompressionstakt

Die Ergebnisse der Messungen am IVG haben gezeigt, dass für die Betrachtung des letzten Teils der Kompressionsphase nochmals eine höhere Zeitauflösung erforderlich ist, um Streuungen der Messwerte aufgrund sich zu schnell ändernder Randbedingungen zu vermeiden. Abbildung 5.21 zeigt den H<sub>2</sub>O-Konzentrationsverlauf über den kompletten Kompressionstakt mit Modulationsgeschwindigkeiten von 4, 10 und 30 kHz bei einer Drehzahl von  $1500 \text{ min}^{-1}$ . Bei Messungen mit einer Zeitauflösung von  $250 \mu\text{s}$  ( $f_{\text{mod}} = 4$  kHz) tritt, wie bereits am Motor der IVG, ab  $-65^\circ$  KW eine stärkere Streuung der Messwerte auf (A). Selbst mit einer Zeitauflösung von  $100 \mu\text{s}$  ( $f_{\text{mod}} = 10$  kHz) kommt es ab  $-30^\circ$  KW zu einer starken Streuung der Messwerte (B). Aus diesem Grund wurde die Modulationsrate noch einmal deutlich auf 30 kHz erhöht, was einer Zeitauflösung von  $33 \mu\text{s}$  entspricht (C). Hierdurch verschwindet auch die größere Streuung im letzten Teil des Kompressionstakts. In diesem Teil ist nur ein leichter Anstieg in der Konzentration zu beobachten, der durch Temperatureffekte in Form einer leichten Abkühlung des Gases gegenüber der Temperaturberechnung hervorgerufen werden kann. Die Gütezahl ergibt sich erwartungsgemäß am höchsten für Messung C, sie liegt hier mit 0,84 deutlich über denen der Messungen A ( $G = 0,25$ ) und B ( $G = 0,55$ ).

Aufgrund der Begrenzung in der Datenerfassungsrate auf 33,3 MS/s ist mit einer Modulationsfrequenz von 30 kHz die Leistungsgrenze des jetzigen Systems erreicht. Für die

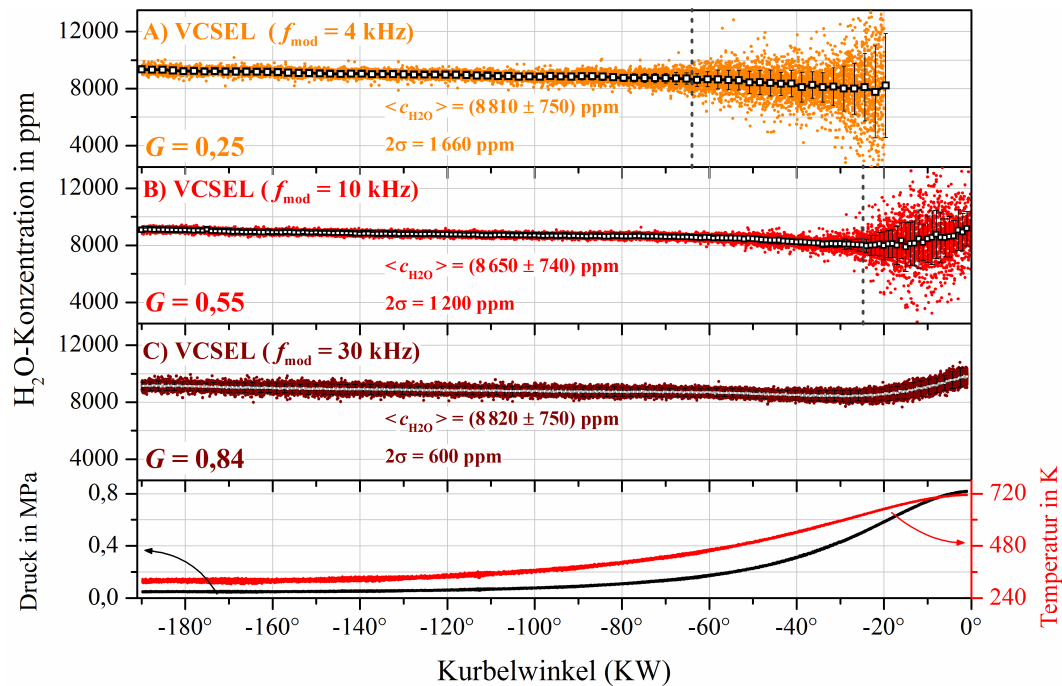


Abbildung 5.21: Vergleich der ermittelten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration über den Kompressionstakt von 100 Motorzyklen im geschleppten Betrieb ( $1500\text{ cm}^{-1}$ ) bei verschiedenen Modulationsfrequenzen des VCSEL.

komplette steigende Rampe können etwa 1100 Spannungswerte des Detektors erfasst werden, wodurch sich eine verringerte spektrale Auflösung des Absorptionsprofils mit  $9,02 \cdot 10^{-3}\text{ cm}^{-1}/\text{Datenpunkt}$  ergibt. Durch diese Verringerung in der Auflösung wurde bei der Auswertung auf die Verwendung von Filtern (Kapitel 4.3) komplett verzichtet, da diese einen zu großen Einfluss auf die Linienbreite und damit die Konzentration gehabt hätten. Durch die niedrigere Auflösung der Absorptionslinie ergibt sich zu Beginn der Kompression eine größere Streuung der Messwerte im Vergleich zu der Messung bei 10 kHz. Die zweifache Standardabweichung des gemittelten Messwertes beträgt bei  $-140^\circ\text{ KW}$  und 10-kHz-Modulation nur 188 ppm, während sie bei 30-kHz-Modulation bei 588 ppm liegt.

### Maximale Leistungsfähigkeit des Spektrometers

Abbildung 5.22 zeigt den  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf über den kompletten Kompressionstakt eines einzelnen Motorzyklus mit einer Zeitauflösung von  $33\text{ }\mu\text{s}$ . Mit dieser Zeitauflösung kann der komplette Kompressionstakt, der etwa 20 ms dauert, mit 631 Einzelmessungen aufgelöst werden, und es wird eine Kurbelwinkelauflösung von  $0,3^\circ\text{ KW}$  bei  $1500\text{ min}^{-1}$  erreicht. Als mittlere Konzentration ergibt sich  $(8840 \pm 710)\text{ ppm}$ . Der leichte Einbruch um  $-30^\circ\text{ KW}$  kann durch die schnell ablaufende Druck- und Temperaturänderung hervorgerufen werden, die Einfluss auf die Bestimmung der Linienfläche hat. Eine weitere Möglichkeit wäre die Abweichung der berechneten Temperatur von der tatsächlichen Gastemperatur in diesem Bereich. Ebenso wird der leichte Anstieg der Konzentration ab  $-20^\circ\text{ KW}$  auf eine größere Unsicherheit bei der Temperaturberechnung zurückgeführt. Unsicherheiten von 25 K bzw. 3,5 % in der berechneten Temperatur könnten die Abweichungen erklären und sind am Ende der Kompression realistisch.

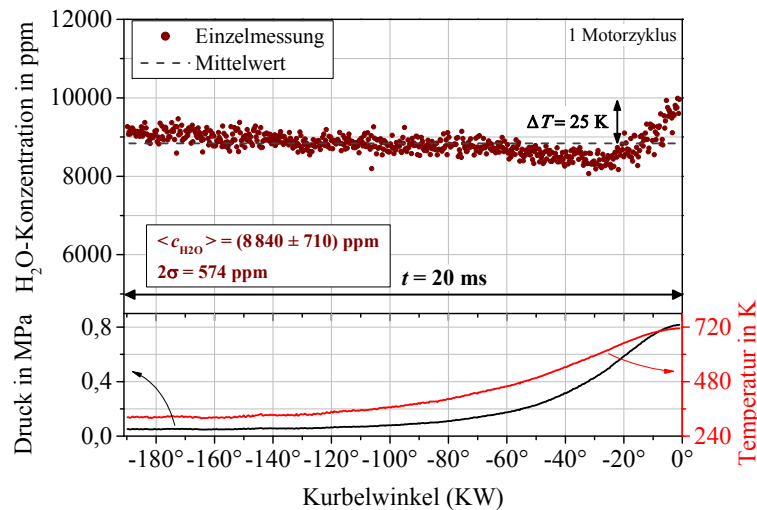


Abbildung 5.22: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $H_2O$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines Motorzyklus bei  $1500 \text{ min}^{-1}$  (VCSEL  $1370 \text{ nm}$ ,  $f_{\text{mod}} = 30 \text{ kHz}$ ).

Mit dem VCSEL-basierten Hygrometer steht damit ein Messinstrument zur Verfügung, das eine absolute Bestimmung der  $H_2O$ -Konzentration im Brennraum ermöglicht und das zudem in der Lage ist, sowohl Änderungen der Konzentration zwischen aufeinanderfolgenden Motorzyklen als auch im Motorzyklus selbst zu bestimmen. Eine Validierung der Kalibrationsfreiheit der Messung absoluter  $H_2O$ -Konzentrationen schließt dieses Kapitel ab.

### Validierung der Hygrometer

Am RSM wurde eine Validierung der Spektrometer über die Bestimmung der Feuchte der Ansaugluft im geschleppten Betrieb durchgeführt. Der Prüfstand am RSM bietet die Möglichkeit, den Motor mit vorgetrockneter Luft zu betreiben, die auf eine konstante Feuchte vorkonditioniert wird. Der Nachteil dieser vorkonditionierten Luft besteht darin, dass sie nur eine relative Feuchte von 2 % bei einer Temperatur von 295 K besitzt und dadurch die  $H_2O$ -Konzentration mit  $(530 \pm 310) \text{ ppm}$  sehr niedrig ist. Jedoch wurden die Spektrometer für Konzentrationen über 10000 ppm ausgelegt. Des Weiteren weist der kommerzielle Feuchtesensor (Vaisala HMP233), der verwendet wird, um die Feuchte der Luft zu bestimmen, eine Unsicherheit von  $\pm 2 \%$  relativer Feuchte auf und führt damit bei den niedrigen Feuchten zu einer sehr hohen Unsicherheit von 57 %. Der Wert kann daher nur einen Anhaltspunkt über die tatsächliche Feuchte der vorkonditionierten Luft liefern. Aus diesem Grund wurde der Motor mit Luft aus der Motorenkabine betrieben, deren Feuchte mit einem weiteren kommerziellen Feuchtesensor (testo 435, Unsicherheit 2 % r.F.) ermittelt wurde. Hier ergaben sich Unsicherheiten in der Bestimmung der  $H_2O$ -Konzentration der Ansaugluft von etwa 4 %.

Abbildung 5.23 zeigt die Absorptionsprofile mit DFB-DL (links) und VCSEL (rechts), gemessen bei  $-180^\circ \text{ KW}$  unter Verwendung der vorgetrockneten Luft. In der oberen Reihe ist jeweils ein Absorptionsprofil aus einer Einzelmessung dargestellt. Es ergibt sich beim DFB-DL ein gemitteltetes SNR von 8 (Minimum: 1, Maximum: 12) bzw. beim VCSEL von 2 (Minimum: 1, Maximum: 4). Da diese Werte durch die Detektionsgrenze von 130 ppm (DFB-DL) bzw. 470 ppm (VCSEL) zu erwarten waren, wurde die Auswerteroutine erweitert, so dass eine

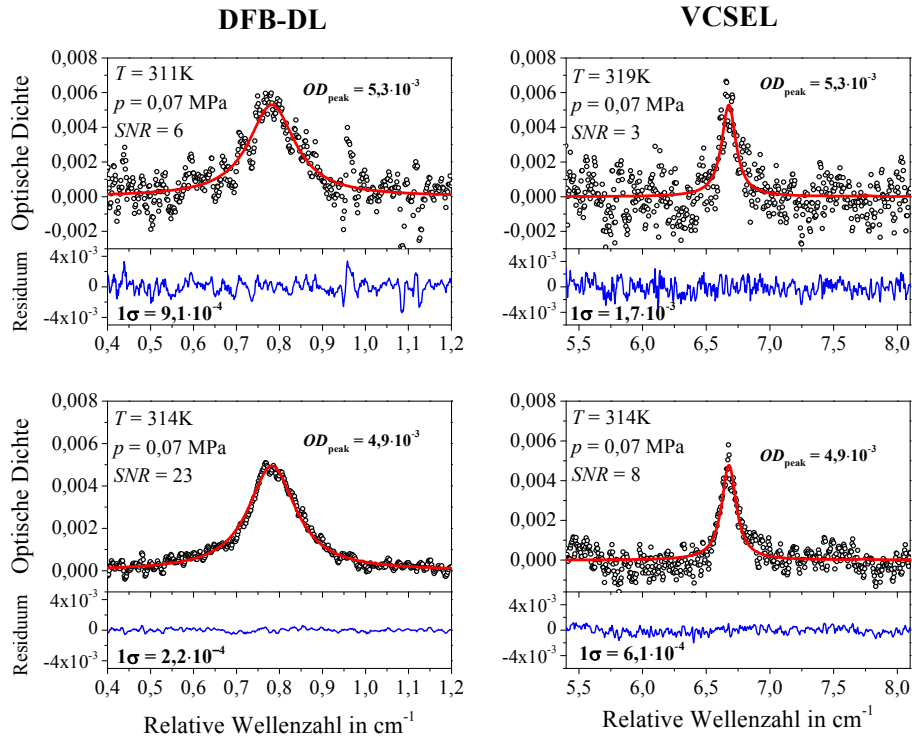


Abbildung 5.23: Absorptionsprofile bei  $-180^\circ$  KW und Verwendung vorgetrockneter Luft ( $c_{\text{H}_2\text{O}} = 530 \text{ ppm}$ ) mit dem DFB-DL (links) und VCSEL (rechts). Die obere Reihe zeigt ungemittelte Messungen, die untere jeweils 25 Profile phasensynchron gemittelt.

Mittlung über mehrere Scans bei demselben Kurbelwinkel von aufeinanderfolgenden Motorzyklen möglich wurde. Diese sogenannte phasensynchrone Mittlung bietet sich besonders bei niedrigen Konzentrationen an, die von elektrischen Interferenzen gestört sind. Durch eine phasensynchrone Mittlung der gemessenen Absorptionsprofile über 25 Motorzyklen kann das SNR deutlich verbessert werden, wie die beiden unteren Absorptionsprofile in Abbildung 5.23 zeigen. Dieses Verfahren lässt sich jedoch nur dann anwenden, wenn von einer konstanten Konzentration und gleichen Randbedingungen (Druck und Temperatur) in den aufeinanderfolgenden Motorzyklen ausgegangen werden kann. Im hier vorliegenden geschleppten Betrieb liegt dieser Zustand vor, für einen gefeuerten Betrieb sind diese Bedingungen durch Variationen im Brennverlauf allerdings meistens nicht erfüllt. Durch die phasensynchrone Mittlung bei  $-180^\circ$  KW lässt sich das SNR auf 23 (DFB-DL) bzw. 8 (VCSEL) verbessern. Damit ergibt sich eine theoretische Detektionsgrenze von 28 ppm beim DFB-DL und 92 ppm beim VCSEL.

Die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverläufe bei Verwendung der vorgetrockneten Luft und einer Drehzahl von  $800 \text{ min}^{-1}$  sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Dabei wurden die DFB-DL-Messungen von  $-190^\circ$  bis  $-100^\circ$  KW ausgewertet, während die Messungen mit dem VCSEL von  $-190^\circ$  bis  $-40^\circ$  KW verwendet werden konnten. Die gemittelte Konzentration von  $(655 \pm 70) \text{ ppm}$  (DFB-DL) bzw.  $(740 \pm 80) \text{ ppm}$  (VCSEL) liegt bei beiden Lasersystemen im schraffiert dargestellten Unsicherheitsbereich der Feuchtemessung der Ansaugluft von  $(530 \pm 310) \text{ ppm}$ . Die Messunsicherheit steigt leicht auf 9,6 % durch die erhöhte Unsicherheit in der Bestimmung der Linienfläche aufgrund der geringen Absorption.

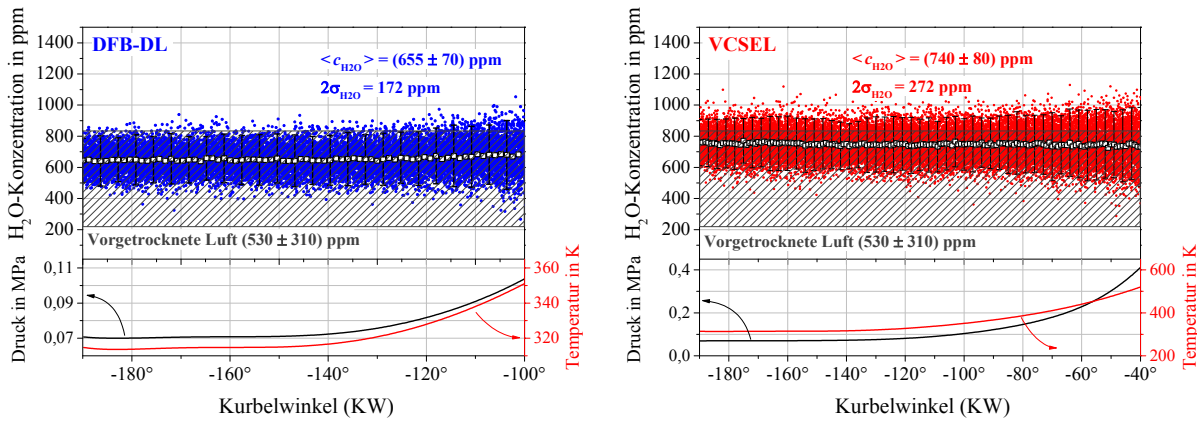


Abbildung 5.24: Kurbelwinkel-Abhängigkeit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und Druck-/Temperaturverläufe von jeweils 60 Motorzyklen bei  $800 \text{ min}^{-1}$  und vorgetrockneter Luft.

Weitere Messungen wurden unter Verwendung von Umgebungsluft ( $rF = 33 \%$ ,  $T = 295,3 \text{ K}$ ) als Ansaugluft durchgeführt, durch die sich eine erwartete  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von  $(8800 \pm 330) \text{ ppm}$  ergibt, die um einiges näher an dem Konzentrationsbereich liegt, für den die Spektrometer entwickelt wurden. Auch hier liegen alle ermittelten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen sowohl für das DFB-DL- als auch für das VCSEL-basierte Spektrometer im Rahmen der Messunsicherheit. Tabelle 5.5 fasst alle Messungen zur Validierung der Spektrometer zusammen und zeigt die gemessene Feuchte der Ansaugluft und im Vergleich dazu die im Zylinder mittels TDLAS gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 5.25 graphisch dargestellt.

Sowohl bei der Verwendung der vorgetrockneten Luft und damit einer sehr geringen Feuchte als auch bei Verwendung von Luft mit höherer Feuchte wird eine sehr gute Übereinstimmung im Bereich der Messunsicherheit erzielt. Die relativen Abweichungen zwischen den TDLAS-Messungen und der Ansaugluftfeuchte bei Verwendung der vorgetrockneten Luft liegen zwar bei 18 % (DFB-DL) und 28 % (VCSEL), allerdings weist die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration der Ansaugluft durch den verwendeten Feuchtesensor eine sehr große Unsicherheit von über 50 % auf.

Tabelle 5.5: Validierung der Spektrometer mit der in der Ansaugluft bestimmten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration.

Motordrehzahl		$800 \text{ min}^{-1}$		$1500 \text{ min}^{-1}$
Temperatur		$22,0 \text{ }^\circ\text{C}$	$22,1 \text{ }^\circ\text{C}$	
Relative Feuchte		2 %	33 %	
$c_{\text{H}_2\text{O}}$ im Einlass		$(530 \pm 310) \text{ ppm}^{\text{①}}$	$(8800 \pm 330) \text{ ppm}^{\text{①}}$	
$c_{\text{H}_2\text{O}}$ im Zylinder	DFB-DL $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$	$(655 \pm 70) \text{ ppm}^{\text{②}}$ –190° bis –100° KW	$(8650 \pm 740) \text{ ppm}^{\text{③}}$ –190° bis –40° KW	$(8490 \pm 730) \text{ ppm}^{\text{③}}$ –190° bis –100° KW
	VCSEL $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$	$(740 \pm 80) \text{ ppm}^{\text{②}}$ –190° bis –40° KW	$(9310 \pm 800) \text{ ppm}^{\text{③}}$ –190° bis 0° KW	$(8650 \pm 740) \text{ ppm}^{\text{③}}$ –190° bis 0° KW
	VCSEL $f_{\text{mod}} = 30 \text{ kHz}$	–	–	$(8820 \pm 750) \text{ ppm}^{\text{③}}$ –190° bis 0° KW

<sup>①</sup>kommerzieller Feuchtesensor ( $k = 1$ ), <sup>②</sup>Unsicherheit: 9,6 % ( $k = 1$ ), <sup>③</sup>Unsicherheit: 8,5 % ( $k = 1$ )



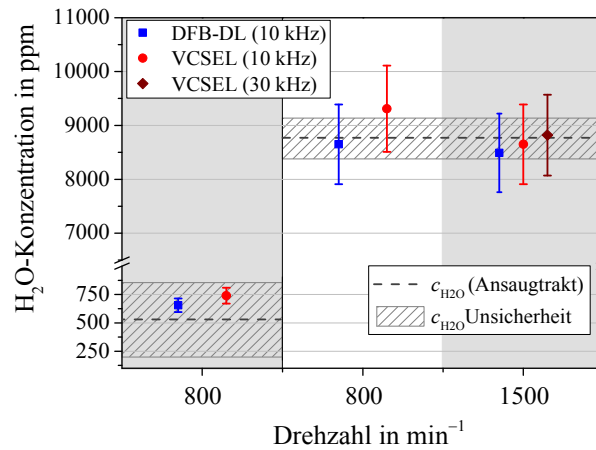


Abbildung 5.25: Übersicht über die Validierung der innermotorischen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung bei Verwendung von Luft mit  $(530 \pm 310)$  ppm bzw.  $(8800 \pm 330)$  ppm.

Deutlich genauer kann die Feuchte der Umgebungsluft bestimmt werden. Hier liegt die Unsicherheit des kommerziellen Feuchtesensors nur bei 4 %. Die mit TDLAS gemessenen Werte weichen von der für die Ansaugluft bestimmten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration nur um 0,6 % bis maximal 6 % ab und liegen damit in Rahmen der allgemeinen Messunsicherheit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung von 8,5 % (Kapitel 9.1).





## 6 Optische Temperaturbestimmung

Neben der Konzentrationsbestimmung wurden viele Messsysteme für eine innermotorische Gasanalyse entwickelt, die eine zeitgleiche Messung der Gastemperatur ermöglichen. Neben der Extraktion der Gastemperatur aus Breitbandabsorptionsspektren [141,142] mit einer niedrigen spektralen Auflösung hat sich besonders die Temperaturbestimmung mittels Wellenlängen-Modulationsspektroskopie (WMS) bewährt [143–145], bei der die Temperatur ebenfalls aus dem temperaturabhängigen Verhalten zweier Absorptionslinien ermittelt wird. Allerdings konnten bisher WMS-Temperaturmessungen bei Drücken über 0,1 MPa nur mit einem Aufbau aus mindestens zwei Lasersystemen durchgeführt werden. Beide Laser wurden in einem Multiplexing-Verfahren zusammengeführt und für die Untersuchung jeweils einer Absorptionslinie genutzt. Die in dieser Arbeit auf dTDLAS basierende Temperaturmessung setzt mit dem VCSEL auf einen Lasertyp, durch den die Temperaturbestimmung mit nur einem Laser im Bereich von Unterdruck bis zu 1 MPa durchgeführt werden kann. In Konsequenz ergibt sich zum einen eine Reduzierung des benötigten Equipments, zum anderen entfällt das aufwendige Multiplexing und Demultiplexing der einzelnen Signale.

In diesem Kapitel werden die nötigen Vorarbeiten für den praktischen Einsatz der optischen Temperaturmessung auf Basis der dTDLAS beschrieben (vgl. Kapitel 2.4.2), die schließlich zu einer Validierung der optischen Temperaturbestimmung an einer heizbaren Hochdruckzelle unter Laborbedingungen führten. Nach erfolgreicher Validierung war der Einsatz an einem Einzylindermotor möglich und es konnten dort sowohl im geschleppten als auch im gefeuerten Betrieb Gastemperaturen mit hoher Zeitauflösung im Brennraum ermittelt werden.

---

### 6.1 Vorarbeiten

---

Zu den Vorarbeiten für die Umsetzung und Validierung der optischen Temperaturbestimmung zählen der Aufbau und die Charakterisierung einer heizbaren Hochdruckzelle sowie die Bestimmung benötigter Linienparameter für ausgewählte Absorptionslinien. Die Bestimmung der Linienparameter wurde nötig, da eine deutliche Abweichung der in HITRAN08 hinterlegten Werte von den experimentell bestimmten Daten beobachtet wurde.

---

#### 6.1.1 Heizbare Hochdruckzelle

---

Die zu Validierungszwecken beschaffte Hochdruckzelle der Firma Sitec ist ausgelegt für einen Druck bis maximal 100 MPa und kann mit Hilfe von vier Heizpatronen die Gastemperatur in

einem Bereich von Raumtemperatur bis 773 K regeln. Der maximale Zellendruck wird durch die Verwendung von Swagelok-Anschlüssen zur Kompatibilität mit bereits vorhandenem Equipment zwar beschränkt, für die angestrebten Labormessungen, die bis zu einem Druck von höchstens 1 MPa durchgeführt werden sollten, ist dies allerdings mehr als ausreichend.

Die Hochdruckzelle besteht aus einem 47 cm langen Metallzylinder mit einem Durchmesser von 7 cm. Für die Zelle wurde eine Halterung entworfen, die die optische Achse der Zelle auf eine Höhe von 6,5 cm bringt und somit die Verwendung mit kommerziell erhältlichen Schienensystemen erlaubt. Zur Isolierung der Zelle wurde eine Matte aus Aerogel verwendet, die trotz ihrer geringen Dicke eine sehr gute Isolation (Wärmeleitfähigkeit: 0,02 W/m·K) bis zu Temperaturen von 923 K zulässt. Die Zelle in ihrer Halterung ist in Abbildung 6.1 (links) zu sehen. Die Bestimmung der Gastemperatur in der Zelle ist über ein Thermoelement (Typ K, Unsicherheit:  $\pm 1,5$  K) möglich, das in der Zellenmitte angebracht ist. Des Weiteren verfügt die Zelle über zwei Gaseinlassöffnungen. Der Anschluss des Drucksensors erfolgt über ein Swagelok-T-Stück sowie ein aufgewickeltes 2 m langes Edelstahlrohr, um den Sensor ( $T_{\max} = 358$  K) vor den hohen Temperaturen zu schützen.

Der optische Zugang ist über zwei gegenüberliegende Öffnungen an den Endflächen des Zylinders möglich. In diese können verschiedene Fenster-Einheiten unter einem Winkel von jeweils  $3^\circ$  eingeschraubt werden. Die Dichtigkeit wird dabei jeweils über zwei Metallsicherungen aus Silber und Graphit erreicht. In den verwendeten Fenster-Einheiten befinden sich jeweils 8 mm dicke Saphir-Fenster mit einem Durchmesser von 13 mm. Durch den leicht schrägen Einbau der Fenster-Einheiten (siehe auch Abbildung 6.1, rechts) werden Rückreflexionen zwischen den beiden Fenstern und damit verbundene optische Störungen verhindert. Die zu Beginn verbauten Fenster führten allerdings zu starken optischen Störungen durch Rückreflexion innerhalb der Fenster selbst. Leicht keilte Fenster hätten diese Reflexion verhindern können, konnten aber aufgrund der Anforderung an die Druckfestigkeit der Zelle mit dem verwendeten Zellen-Design nicht realisiert werden. Aus diesem Grund wurden neue Saphir-Fenster beschafft, bei denen zusätzlich eine Antireflexions-(AR)-Beschichtung (Reflexion  $< 1\%$  für einen Bereich von 1350–2000 nm, ausgelegt bis zu

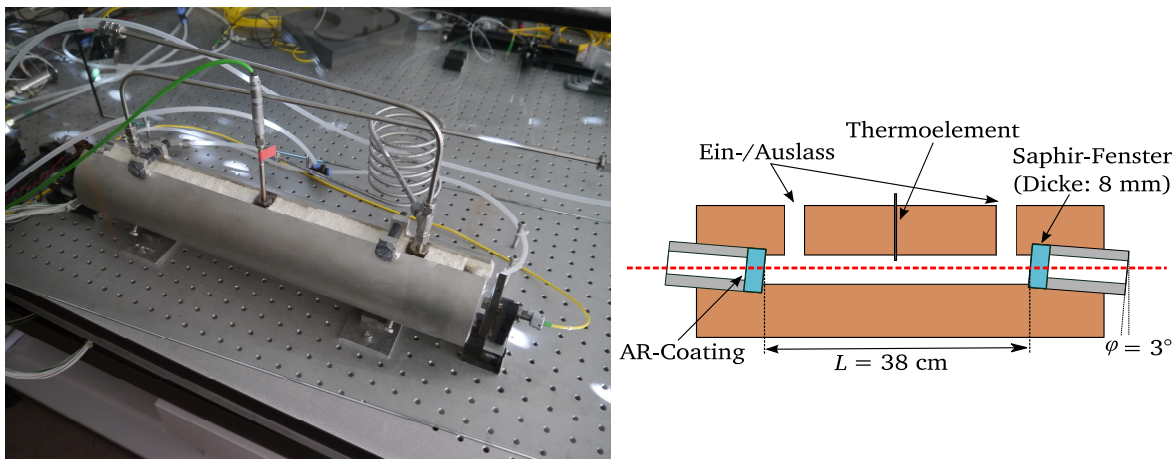


Abbildung 6.1: Heizbare Hochdruckzelle mit schematischer Darstellung des Aufbaus mit schräg eingesetzten Saphir-Fenstern zur Unterdrückung optischer Interferenzen.

Temperaturen von 773 K) aufgebracht wurde. Hierbei wurde nur jeweils die Seite der Fenster beschichtet, die nach außen gerichtet ist. Ergab sich ohne AR-Beschichtung eine optische Auflösung von  $2,57 \cdot 10^{-2}$  OD, bedingt durch das Auftreten von optischen Störungen, konnte durch das Aufbringen einer AR-Beschichtung die optische Auflösung deutlich auf  $1,31 \cdot 10^{-4}$  OD verbessert werden.

Die Absorptionslänge der Zelle beträgt laut Hersteller 38 cm ohne weitere Angaben zur Unsicherheit. Eine einfache Messung zur Überprüfung der Zellenlänge und Bestimmung der Unsicherheit scheiterte an der Bauform der Zelle mit innenliegenden schräg verbauten Fenstern. Aber auch für die Bestimmung der Absorptionsstrecke, die für die Ermittlung der Konzentration benötigt wird, liefert die TDLAS-Messtechnik einen Lösungsansatz. Dazu wurde ein an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) entwickeltes Verfahren [146] verwendet, bei dem die Bestimmung der Zellenlänge mittels einer zweiten, sehr genau charakterisierten Zelle möglich ist. Zum Einsatz kam hierbei eine 20,0375 cm lange Referenzzelle, die an der PTB rückgeführt mit einer Unsicherheit von  $U = \pm 1 \mu\text{m}$  mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = 2$  vermessen wurde [147].

Die Referenzzelle (1) und die Hochdruckzelle (2) werden mit einer bekannten Gasmischung, in diesem Fall (1 Vol.%  $\text{CH}_4$  in  $\text{N}_2$ ) gefüllt. Mit einem DFB-DL bei 1653 nm kann die Konzentration in den beiden Zellen ermittelt werden, wie in Gleichung 2.41 gezeigt. Das Integral, das die Fläche unter der Absorptionslinie darstellt, wird hier je nach Zelle mit  $A_1$  bzw.  $A_2$  abgekürzt. Da in beiden Zellen dieselbe Gasmischung verwendet wird, ist die gemessene  $\text{CH}_4$ -Konzentration  $c_{\text{CH}_4}$  in beiden Zellen identisch und es folgt:

$$c_{\text{CH}_4} = \frac{k_B \cdot T_1}{S_1(T_1) \cdot L_1 \cdot p_1} \cdot A_1 = \frac{k_B \cdot T_2}{S_2(T_2) \cdot L_2 \cdot p_2} \cdot A_2. \quad \text{Gleichung 6.1}$$

Damit kann die Zellenlänge der Hochdruckzelle  $L_2$  folgendermaßen bestimmt werden:

$$L_2 = \frac{A_2 \cdot T_1 \cdot S_1(T_1) \cdot p_1}{A_1 \cdot T_2 \cdot S_2(T_2) \cdot p_2} \cdot L_1 = \frac{A_2 \cdot p_1}{A_1 \cdot p_2} \cdot L_1. \quad \text{Gleichung 6.2}$$

Für beide Zellen wurde dieselbe Gasmischung bei Raumtemperatur verwendet, so dass gilt  $T_1 = T_2$  und damit auch  $S_1(T) = S_2(T)$ . Damit hängt die gesuchte Länge der Hochdruckzelle  $L_2$  nur noch von der Länge der Referenzzelle  $L_1$ , dem Druck  $p_1$  und  $p_2$  in beiden Zellen und den aus der TDLAS-Messung extrahierten Linienflächen  $A_1$  und  $A_2$  ab.

Für jede Zelle wurden fünf Messungen bei jeweils unterschiedlichem Druck durchgeführt (10, 30, 60, 80 und 100 kPa). Mit  $\alpha_{ij} = A_{2j} \cdot p_{1i} \cdot L_1$  und  $\beta_{ij} = A_{1i} \cdot p_{2j}$ , wobei der Index  $i$  die Nummer der Messung in Zelle 1 und Index  $j$  die Nummer der Messung in Zelle 2 bezeichnet, ergibt sich:

$$\alpha_{ij} = L_2 \cdot \beta_{ij} \quad \text{Gleichung 6.3}$$

Werden alle Kombinationen von  $\alpha_{ij}$  und  $\beta_{ij}$  gegeneinander aufgetragen, ergeben sich 25 Wertepaare, die auf einer Ausgleichsgeraden mit der Steigung  $L_2$  liegen (Abbildung 6.2). Die Anpassung mit einer linearen Funktion ergibt ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,99993$ . Der Schnittpunkt mit der  $y$ -Achse, der idealerweise im Ursprung des Koordinatensystems liegt, ergibt sich zu  $-0,0016 \text{ K} \cdot \text{hPa} \cdot \text{m}$ . Die Software B\_LEAST [148], die für die lineare Anpassung

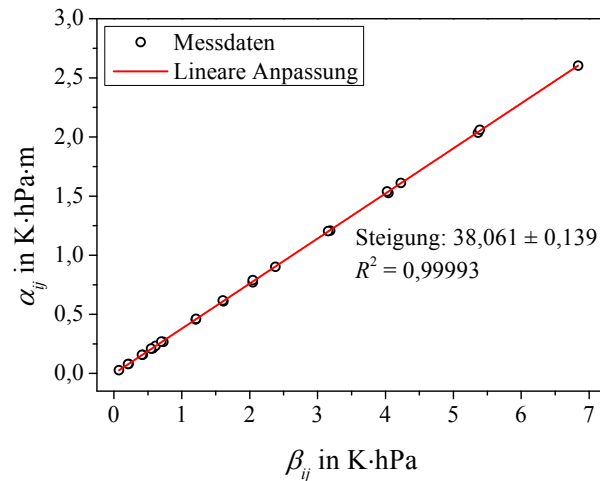


Abbildung 6.2: Optische Bestimmung der Absorptionslänge der Hochdruckzelle mittels einer Referenzzelle.

verwendet wurde, beachtet bei der Anpassung die jeweiligen Unsicherheiten von  $\alpha_{ij}$  und  $\beta_{ij}$ , so dass die Steigung mit einer Unsicherheit angegeben werden kann. Aus der ermittelten Steigung kann für die durchgeführten Messungen eine Länge der Hochdruckzelle von  $38,06 \pm 0,15$  cm bestimmt werden. Die ermittelte Zellenlänge steht damit in Übereinstimmung mit der vom Hersteller angegebenen Länge von 38 cm.

### 6.1.2 Bestimmung benötigter Linienparameter

Wie schon bei den vorherigen Auswertungen müssen auch bei der optischen Temperaturbestimmung alle relevanten Übergänge im untersuchten Spektralbereich beachtet werden. Abbildung 6.3 zeigt die Übergänge bei einer Temperatur von 674 K mit einer Linienstärke größer  $1 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$ , die in HITRAN08 und HITEMP hinterlegt sind. Für die Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) wird die Fläche der beiden in Kapitel 3.1.2 selektierten Linien (1 und 2) verwendet. Gleichzeitig sind in der Abbildung die Übergänge markiert, die in der Auswertung berücksichtigt wurden. Insgesamt handelt es sich dabei um 21 Übergänge, wobei einige auch nur in HITEMP aufgeführt sind. Eine genaue Auflistung der berücksichtigten Übergänge ist im Anhang A.1 zu finden.

Auch für die Anwendung der optischen Temperaturbestimmung wird die Breite der Absorptionslinien mithilfe von HITRAN08-Parametern berechnet, um die exakte Bestimmung des Basislinien-Polynoms bei einem Druck über 0,2 MPa zu ermöglichen. Bei Raumtemperatur stimmen die berechneten Breiten mit den gemessenen Breiten überein (Abbildung 6.4, links). Es ergibt sich in diesem Fall eine optische Auflösung von  $1,87 \cdot 10^{-3}$  OD ( $\text{SNR} = 458$ ).

Bei höheren Temperaturen (Abbildung 6.4, rechts,  $T = 674$  K) zeigen sich signifikante Abweichungen zwischen der berechneten und der gemessenen Breite bei drei der vier dominanten Übergänge. Besonders bei Linie 1, deren Fläche direkt für die Berechnung der Temperatur mittels ZLT verwendet werden soll, macht diese Abweichung in der berechneten Breite eine genaue Temperaturbestimmung unmöglich. Aber auch die Abweichungen bei den

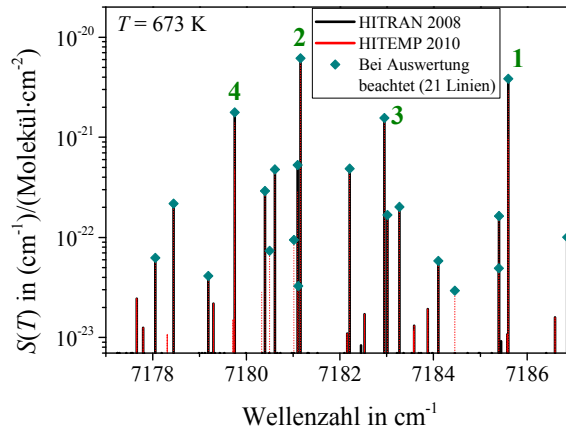


Abbildung 6.3: Übersicht über die zusätzlich zu den Hauptlinien (1–4) berechneten Absorptionslinien aus HITRAN08-Daten.

anderen Linien ergeben Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung, da sie zu Unsicherheiten bei der Ermittlung des Basislinien-Polynoms führen.

Die Gesamtbreite einer Absorptionslinie bei einem feuchten Luftgemisch bei Vernachlässigung der natürlichen Linienbreite setzt sich zusammen aus Doppler- sowie Selbst- und Fremd-Verbreiterung. Für die Gesamt-Stoßverbreiterung  $\gamma_C$  gilt:

$$\gamma_C = \underbrace{\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0 p_{\text{Selbst}} \left(\frac{T_0}{T}\right)^n}_{\text{Selbst-Verb.}} + \underbrace{\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0 p_{\text{Luft}} \left(\frac{T_0}{T}\right)^n}_{\text{Fremd-Verb.}}. \quad \text{Gleichung 6.4}$$

Die Verbreiterungskoeffizienten  $\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ) und  $\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$  sowie der Temperaturkoeffizient  $n$  sind in der HITRAN08-Datenbank hinterlegt. Die Abweichungen zwischen berechneter und gemessener Linienbreite treten nur auf, wenn sich die Gastemperatur deutlich von der Raumtemperatur unterscheidet. Eine Veränderung von Konzentration oder Druck führt nicht zu Abweichungen dieser Art. Der Grund für die Abweichung von der tatsächlichen Breite kann daher auf einen ungenauen Temperaturkoeffizienten  $n$  zurückgeführt werden.

Bei Raumtemperatur ergibt sich der Quotient  $T_0/T \sim 1$ , so dass der Einfluss des Temperatur-

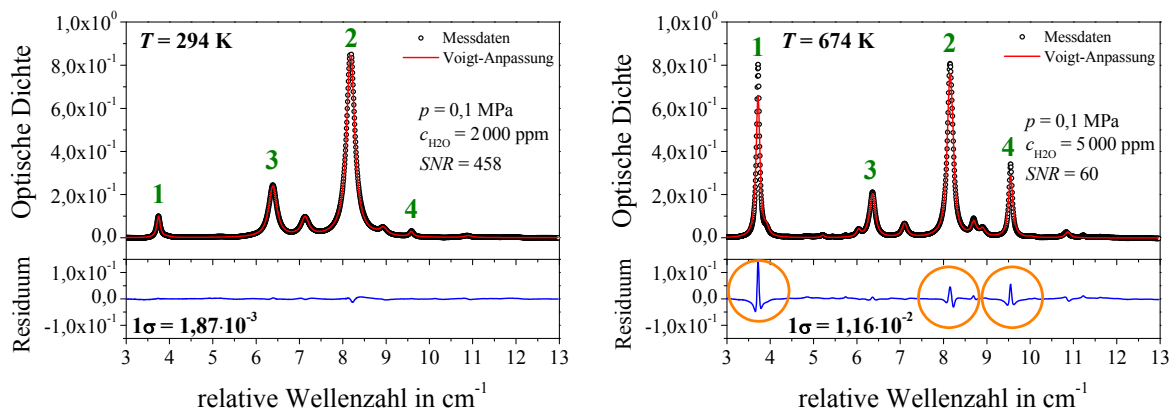


Abbildung 6.4: Gemessenes Absorptionsprofil mit angepassten Voigt-Profilen für die vier dominierenden Übergänge sowie weiteren 17 Nebenlinien. Die Linienbreite wurde mit HITRAN08-Daten berechnet. Erkennbar ist die Abweichung im Residuum bei den Linien 1, 2 und 4 bei  $T = 674 \text{ K}$  (rechts).

koeffizienten  $n$  auf die Linienbreite vernachlässigt werden kann. Bei höheren Temperaturen gilt aber  $T_0/T < 1$  und der Einfluss von  $n$  auf die Linienbreite nimmt zu.

Bei Betrachtung der Temperaturkoeffizienten  $n$  der Linien 1 und 4 fällt auf, dass diese deutlich von den erwarteten Werten abweichen. Der theoretische Wert für  $n$  liegt nach der idealen Gastheorie bei 0,5. In der Realität weicht er aber von diesem Wert ab, wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben. Typischerweise können für  $n$  Werte zwischen 0,3 und 0,9 beobachtet werden. Bei Linie 1 und 4 ist  $n$  in der HITRAN08-Datenbank mit 0,13 bzw. 0,19 angegeben und liegt damit deutlich außerhalb des Bereichs typischer Werte. Ein Großteil der in HITRAN08 angegebenen Temperaturkoeffizienten für  $\text{H}_2\text{O}$  stammt jedoch aus theoretischen Modellrechnungen und wurde experimentell nicht verifiziert. Dies ist auch der Fall für diese beiden Linien. Für die in der vorliegenden Arbeit angestrebten Messungen sind aber verlässliche Temperaturkoeffizienten erforderlich, so dass diese zuerst bestimmt werden müssen.

Die Bestimmung der Linienparameter wurde mit der heizbaren Hochdruckzelle der Firma Sitec und mit Raumluft durchgeführt. Auf die Verwendung eines Feuchtegenerators, der Gas mit bekannter  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration liefert, wurde aufgrund des großen Mehraufwands bei der Temperierung des Gases verzichtet. Stattdessen wurde die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration zeitgleich zu den durchgeführten Messungen erfasst. Zur Unterdrückung der Absorption durch  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküle außerhalb der Zelle wurde der komplette Aufbau verschlossen und aufgrund des großen Volumens für mindesten 24 Stunden mit trockener Luft ( $c_{\text{H}_2\text{O}} < 3$  ppm) gespült.

---

### Fremdverbreiterungskoeffizienten

---

Zur Überprüfung weiterer Linienparameter und Validierung des Messaufbaus wurde zunächst eine Bestimmung der Fremdverbreiterungskoeffizienten von Luft  $\gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0$  für einige Übergänge durchgeführt. Dieser Koeffizient ist im Allgemeinen relativ gut mit experimentellen Daten in HITRAN08 hinterlegt und bietet daher eine gute Vergleichsmöglichkeit mit den in dieser Arbeit bestimmten Koeffizienten. Da diese Messungen bei Temperaturen von 296 K durchgeführt wurden, vereinfacht sich Gleichung 6.4, da der Quotient  $T_0/T = 1$  ist und der Temperaturkoeffizient  $n$  damit für die Bestimmung der Fremdverbreiterungskoeffizienten  $\gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0$  keine Rolle spielt.

Für die Bestimmung der Luft-Verbreiterungskoeffizienten wurde der Druck in der Zelle von 10 bis 100 kPa variiert und die Breite der Linien durch Anpassen jeweils eines Voigt-Profiles bestimmt. Messungen im Überdruck-Bereich wurden nicht durchgeführt, da es hier zu einer Überlappung der Übergänge kommt und die Bestimmung der Linienbreiten und des Basislinien-Polynoms erschwert wird. Es wurden sowohl Messungen mit dem DFB-DL bei 1370 nm als auch mit dem VCSEL bei 1392 nm durchgeführt. Nach Gleichung 2.32 kann die Voigt-Breite in einen Lorentz- und einen Gaußanteil aufgespalten werden. Der Gaußanteil, bedingt durch die Dopplerverbreiterung, kann nach Gleichung 2.28 berechnet werden. Der Lorentzanteil (Stoßverbreiterung) setzt sich aus der Fremd- und der Selbstverbreiterung zusammen. Aus diesem Grund wurde mit dem DFB-DL bei 1370 nm parallel zu den Messungen die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration in der Zelle bestimmt. Für diese Konzentrationsmessung



wurde die Lorentz-Breite als freier Parameter verwendet und nicht berechnet. Mit der bestimmten Konzentration kann die Selbstverbreiterung berechnet und aus der gemessenen Stoßverbreiterung die Fremdverbreiterung mit Luft extrahiert werden.

Der Fremdverbreiterungskoeffizient für Luft  $\gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0$  ergibt sich nach Gleichung 6.5 durch die Steigung der Geraden beim Auftragen der ermittelten Fremdverbreiterung  $\gamma_{\text{C}_{\text{Fremd}}}$  über dem Partialdruck von Luft  $p_{\text{Luft}}$ :

$$\underbrace{\gamma_{\text{C}_{\text{Fremd}}}}_y = \gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0 \underbrace{p_{\text{Luft}}}_x \quad \text{Gleichung 6.5}$$

In Abbildung 6.5 ist die ermittelte Luftverbreiterung über den Druck aufgetragen. Die Steigung ergibt den Verbreiterungskoeffizienten in MHz/hPa, der für die selektierte Linie bei 1370 nm (Linie 0) sowie für die Linien 1, 2 und 3 im Bereich von 1392 nm bestimmt werden konnte. Auf die Untersuchung von Linie 4 musste aufgrund der niedrigen Linienstärke und der damit verbundenen niedrigen Absorption bei Raumtemperatur verzichtet werden. Bei allen Messungen konnte ein  $R^2$ -Wert von über 0,999 erzielt werden. Tabelle 6.1 zeigt den Vergleich zwischen den in dieser Arbeit ermittelten, den in Datenbanken (HITRAN08 und GEISA [149]) hinterlegten bzw. in anderen Arbeiten bestimmten Luftverbreiterungskoeffizienten für die ausgewählten Linien. Bei den zusätzlich betrachteten Arbeiten handelt es sich um die Arbeiten von S. Hunsmann [121] und R.A. Toth [150]. Der ermittelte Luftverbreiterungskoeffizient wurde in die üblicherweise verwendete Einheit  $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$  umgerechnet. Eine graphische Darstellung des Vergleichs der gemessenen Werte mit den Literaturwerten ist zusätzlich in Abbildung 6.6 gegeben. In dieser Abbildung ist zusätzlich der

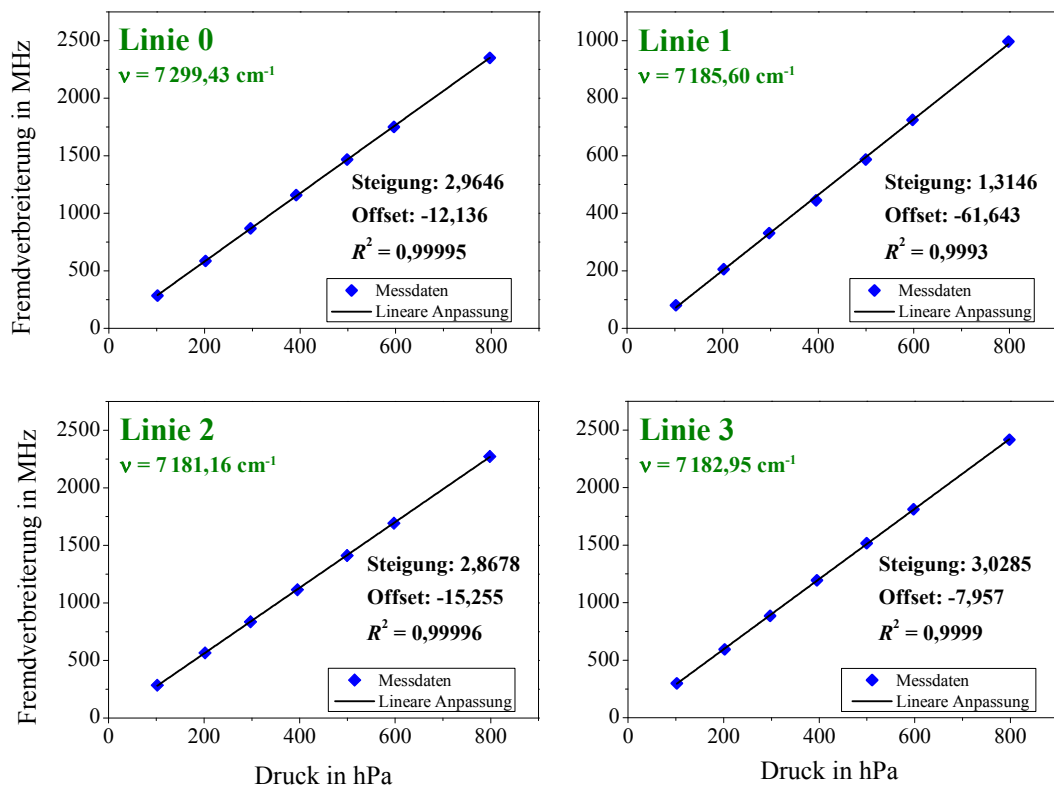


Abbildung 6.5: Bestimmung der Fremdverbreiterungskoeffizienten für Luft (Linie 0–3).

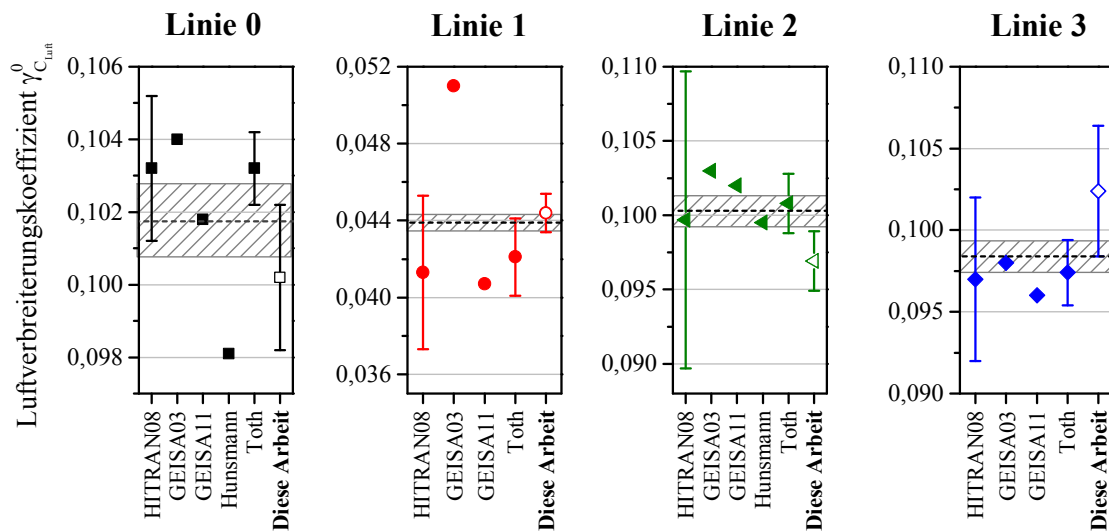


Abbildung 6.6: Vergleich der bestimmten Luftverbreiterungskoeffizienten  $\gamma_{C_{Luft}}^0$  mit Literaturwerten. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 1%-Bereich (schraffiert) eingezeichnet.

Mittelwert alle Luftverbreiterungskoeffizienten dargestellt (gestrichelte Linie) sowie der Bereich aller Werte  $\pm 1\%$  um den Mittelwert.

Im Rahmen der Messunsicherheit stimmen die in vorliegender Arbeit ermittelten Werte mit den Werten aus den Datenbanken und Literaturangaben überein. Für die Daten aus der GEISA-Datenbank und der Arbeit von S. Hunsmann sind keine Unsicherheiten für die ausgewählten Linien hinterlegt bzw. angegeben. Für die ermittelten Luftverbreiterungskoeffizienten konnten Gesamtmessunsicherheiten von 2 bis 4,2 % bestimmt werden. Den größten Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit hatte mit über 80 % die Unsicherheit in der Ermittlung der Stoßverbreiterung  $\gamma_C$ . Der häufig mit großen Unsicherheiten belegte Selbstverbreiterungskoeffizient hingegen kann bei der Betrachtung der Messunsicherheit mit einem Einfluss von maximal 1,1 % vernachlässigt werden. Die Betrachtung der Messunsicherheit für die in dieser Arbeit ermittelten Koeffizienten findet im

Tabelle 6.1: Vergleich der bestimmten Luftverbreiterungskoeffizienten  $\gamma_{C_{Luft}}^0$  mit Literaturangaben.

Linie	0	1	2	3
Position	$7299,43 \text{ cm}^{-1}$	$7185,60 \text{ cm}^{-1}$	$7181,16 \text{ cm}^{-1}$	$7182,95 \text{ cm}^{-1}$
HITRAN08	$0,1032 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 1-2\%$ )	$0,0413 \pm 0,004$ ( $u_{\text{rel}} = 5-10\%$ )	$0,0997 \pm 0,01$ ( $u_{\text{rel}} = 5-10\%$ )	$0,097 \pm 0,005$ ( $u_{\text{rel}} = 2-5\%$ )
GEISA03	0,104	0,051	0,103	0,098
GEISA11	0,1018	0,0407	0,102	0,096
S. Hunsmann <sup>①</sup>	0,0981	–	0,0995	–
R. A. Toth <sup>②</sup>	$0,1032 \pm 0,001$ ( $u_{\text{rel}} = 1,07\%$ )	$0,0421 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 4,75\%$ )	$0,1008 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 1,49\%$ )	$0,0974 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 2,05\%$ )
Diese Arbeit	$0,1002 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 2,12\%$ )	$0,0444 \pm 0,001$ ( $u_{\text{rel}} = 3,00\%$ )	$0,09693 \pm 0,002$ ( $u_{\text{rel}} = 2,08\%$ )	$0,1024 \pm 0,004$ ( $u_{\text{rel}} = 4,18\%$ )

<sup>①</sup>S. Hunsmann [121], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]



Detail in Kapitel 9.2 statt. Durch die gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten konnten zum einen die Tauglichkeit des Messaufbaus zur Bestimmung von Linienparametern gezeigt und zum anderen weitere Unstimmigkeiten in den HITRAN08-Daten widerlegt werden.

### Temperaturkoeffizienten

Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten  $n$  erfolgt durch Messungen bei einem Druck von 0,1 MPa und Variation der Zellentemperatur von 473 bis 673 K. Gleichung 6.4 kann folgendermaßen umgestellt werden:

$$\ln \left[ \underbrace{\frac{\gamma_C}{(\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0 p_{\text{Selbst}} + \gamma_{C_{\text{Luft}}}^0 p_{\text{Luft}})}}_y \right] = n \cdot \underbrace{\ln \left( \frac{T_0}{T} \right)}_x. \quad \text{Gleichung 6.6}$$

Durch Auftragen von  $y$  über  $x$  ergibt sich der Temperaturkoeffizient  $n$  aus der Steigung, die durch die Ausgleichsgerade aller Messungen gebildet wird. Abbildung 6.7 zeigt die ermittelten Werte für die Linien 0, 1, 2 und 4. Bei Linie 3 kommt es zu einer Überlagerung mit Nebenlinien, die scheinbar ebenfalls mit fehlerhaften Liniendaten in HITRAN08 hinterlegt sind und deshalb die korrekte Bestimmung der Breite von Linie 3 verhindern.

Für Linie 0 ergibt sich ein Temperaturkoeffizient von 0,714, der zwischen dem in HITRAN08 hinterlegten Wert von 0,67 und dem von S. Hunsmann in der AIDA-Kammer in Karlsruhe ermittelten Wert von 0,74 liegt.

Der  $R^2$ -Wert liegt mit 0,9969 etwas unter dem, der für die Messungen der Luftverbreiterung ermittelt wurde. Dieser geringere Wert kann im Wesentlichen auf zwei Faktoren zurückgeführt werden, die die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten anspruchsvoller

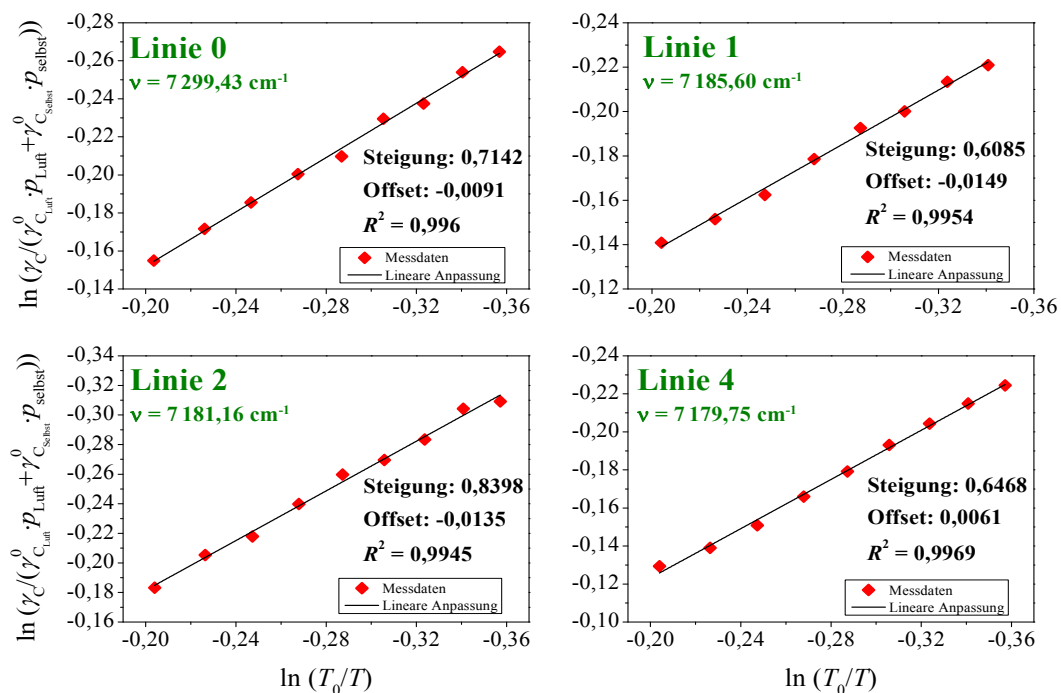


Abbildung 6.7: Bestimmung des Temperaturkoeffizienten für die Linien im verwendeten Spektralbereich bei 1370 und 1392 nm.

machen. Der erste Faktor besteht in einer möglichen Temperatur-Inhomogenität innerhalb der Zelle. Da die Zelle nur über ein Thermoelement verfügt, wäre eine umfangreiche Untersuchung der Temperaturverteilung innerhalb der Zelle nötig, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden konnte. Um eine möglichst homogene Temperaturverteilung zu erreichen, wurde daher zwischen zwei Messpunkten mindestens eine Stunde gewartet, damit sich ein Gleichgewichtszustand einstellen konnte. Der zweite Faktor mit Einfluss auf den Messwert liegt darin begründet, dass die Messungen nicht bei konstanter Feuchte durchgeführt werden konnten. Durch das Aufheizen der Zelle löst sich zusätzlich  $\text{H}_2\text{O}$  von den Zellenwänden, so dass mit steigender Temperatur auch die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration ansteigt. Dies wurde in der Auswertung durch eine parallele Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration mittels DFB-DL-basiertem Spektrometer bei 1370 nm zwar berücksichtigt, kann aber, da die Konzentration über den Partialdruck mit in die Berechnung des Temperaturkoeffizienten einfließt, auch zu den Schwankungen beitragen.

Für die Linien im Spektralbereich um 1392 nm (Linie 1, 2 und 4) ergeben sich ebenfalls  $R^2$ -Werte der linearen Anpassung von über 0,99. Alle gemessenen Absorptionsprofile, die für die Auswertung der Linienparameter aufgenommen und ausgewertet wurden, sind im Anhang A.2 zu finden.

Einen Vergleich der ermittelten Werte mit Werten aus HITRAN08 und GEISA bzw. anderen Literaturwerten ist in Tabelle 6.2 gezeigt. Eine graphische Darstellung findet sich in Abbildung 6.8. Auch hier ist der Mittelwert als gestrichelte Linie eingezeichnet, allerdings wurden die scheinbar fehlerhaften HITRAN08-Werte der Linien 2 und 4 bei der Mittelwertberechnung nicht berücksichtigt. Der schraffierte Bereich umfasst alle Werte mit  $\pm 5\%$  Abweichung um den Mittelwert. Besonders hervorzuheben sind die Temperaturkoeffizienten der Linien 1 und 4, die mit Werten von 0,607 und 0,647 deutlich von den in HITRAN08 hinterlegten Werten von 0,13 bzw. 0,19 abweichen. Auch bei Linie 2 zeigt sich eine leichte Abweichung zwischen den ermittelten und den in HITRAN08 hinterlegten Werten (gemessen: 0,84; HITRAN08: 0,73). Diese Abweichungen decken sich mit den Labormessungen, die signifikante Abweichungen bei den drei Linien (1, 2 und 4) zwischen der berechneten und der gemessenen Breite zeigten. Die in dieser Arbeit ermittelten Temperaturkoeffizienten stimmen hingegen besser mit den Werten der GEISA-Datenbank

Tabelle 6.2: Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten  $n$  mit Literaturwerten.

Linie	0	1	2	4
Position	$7\,299,43\text{ cm}^{-1}$	$7\,185,60\text{ cm}^{-1}$	$7\,181,16\text{ cm}^{-1}$	$7\,179,75\text{ cm}^{-1}$
HITRAN08	$0,67 \pm 0,14$ ( $u_{\text{rel}} = 10\text{--}20\%$ )	$0,19 \pm 0,04$ ( $u_{\text{rel}} = 10\text{--}20\%$ )	$0,73 \pm 0,15$ ( $u_{\text{rel}} = 10\text{--}20\%$ )	$0,13 \pm 0,03$ ( $u_{\text{rel}} = 10\text{--}20\%$ )
GEISA03	0,682	0,682	0,732	0,682
GEISA11	0,7816	0,6416	0,7716	0,5916
S. Hunsmann <sup>①</sup>	0,74	–	0,732	–
Diese Arbeit	$0,714 \pm 0,06$ ( $u_{\text{rel}} = 7,67\%$ )	$0,607 \pm 0,08$ ( $u_{\text{rel}} = 13,20\%$ )	$0,84 \pm 0,06$ ( $u_{\text{rel}} = 7,43\%$ )	$0,647 \pm 0,11$ ( $u_{\text{rel}} = 15,79\%$ )

<sup>①</sup>S. Hunsmann [121]

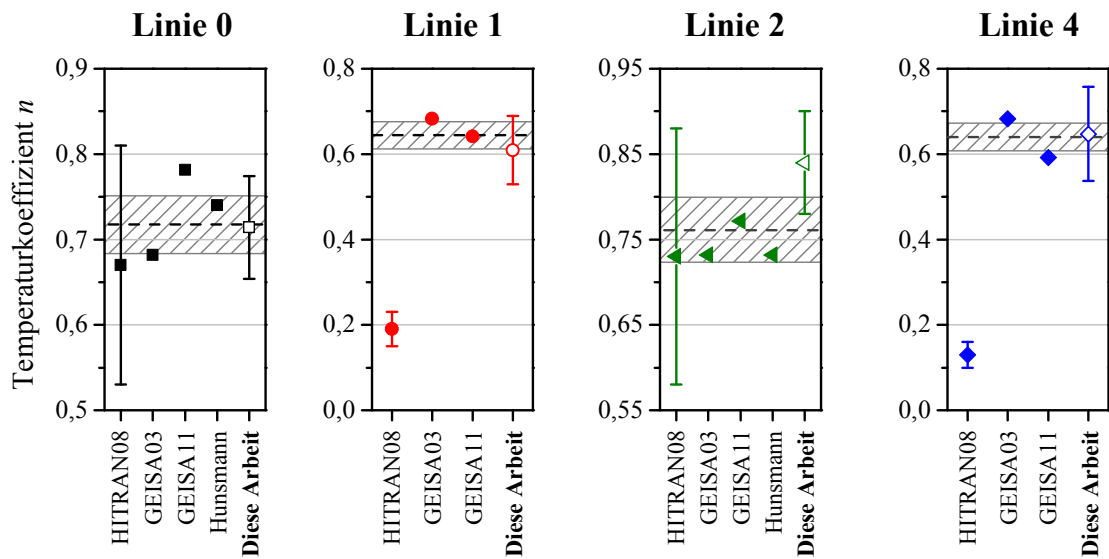


Abbildung 6.8: Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten  $n$  mit Literaturwerten. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 5%-Bereich (schraffiert) eingezeichnet.

überein, die auf einem anderen Berechnungs-Modell der Temperaturkoeffizienten von R. A. Toth [150] basieren.

Die Gesamtmessunsicherheit der ermittelten Temperaturkoeffizienten liegt bei 7,4–15,8 % und wird dabei hauptsächlich durch die Unsicherheit der gemessenen Stoßverbreiterung  $\gamma_C$  (18–62 %) und dem Luftverbreiterungskoeffizienten  $\gamma_{\text{Luft}}^0$  (18–78 %) bestimmt. Eine genauere Betrachtung der Gesamtmessunsicherheit für die Bestimmung der Temperaturkoeffizienten findet in Kapitel 9.2 statt.

Mit den neu gewonnenen Temperaturkoeffizienten wurden erneut die Breiten der Absorptionslinien für die Auswertung einer Messung bei 674 K berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Die neu berechneten Breiten passen wesentlich besser zum

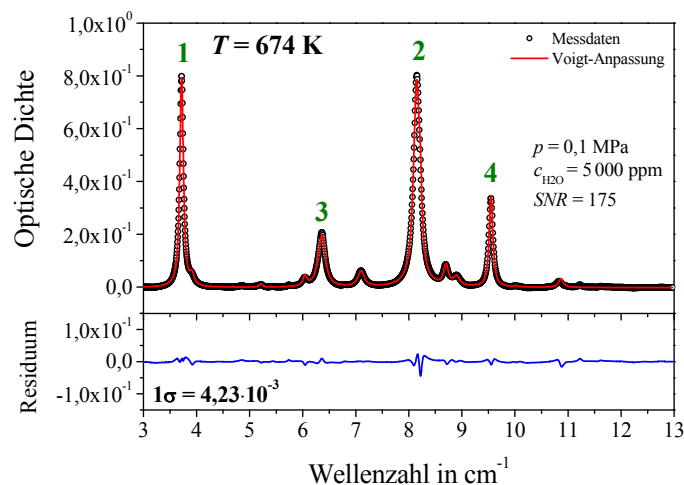


Abbildung 6.9: Gemessenes Absorptionsprofil (schwarz) zur ZLT mit angepassten Voigt-Profilen für die vier dominierenden Übergänge sowie für 17 weitere berechnete Nebenlinien (rot). Die Breite der Hauptlinie wurde mit HITRAN08-Daten und den neugewonnenen Temperaturkoeffizienten berechnet.

gemessenen Absorptionsprofil als mit den in HITRAN hinterlegten Temperaturkoeffizienten (Abbildung 6.4). Mit einem um den Faktor drei höheren SNR und einer optischen Auflösung von  $4,23 \cdot 10^{-3}$  OD kann auf Basis dieser Linienparameter eine Bestimmung der Gastemperatur mittels ZLT realisiert werden.

---

### 6.2 Validierung der optischen Temperaturbestimmung

---

Mit den im vorherigen Kapitel bestimmten Temperaturkoeffizienten kann eine Validierung des Spektrometers zur Bestimmung der Gastemperatur durchgeführt werden. Zwei verschiedene Ansätze zur Datenauswertung wurden untersucht. Methode 1 stellt die klassische ZLT dar. Aus den gemessenen Linienflächen  $A_i$ , den Linienstärken  $S_i(T_0 = 296 \text{ K})$  und den Grundzustandsenergien  $E_i$  kann mit Gleichung 2.54 die Gastemperatur bestimmt werden. Methode 2 erlaubt die Bestimmung der Gastemperatur über einen Vergleich des gemessenen Absorptionsprofils mit aus HITRAN08-Daten berechneten Spektren bei verschiedenen Temperaturen. Bei beiden Methoden ergeben sich in der praktischen Anwendung bei den mit TDLAS gemessenen Spektren einige Einschränkungen. Diese Einschränkungen und die daraus resultierende Vorgehensweise werden im Folgenden erläutert.

---

#### Methode 1

---

Wie bereits beschrieben, wird für die korrekte Bestimmung des Basislinien-Polynoms die Breite der Absorptionslinien berechnet. In diese Berechnung der Breite geht neben den Linienparametern (Selbst- und Fremdverbreiterungskoeffizienten) und dem Druck auch die Temperatur ein. Da die Temperatur aber durch die Messung bestimmt werden soll, ist eine Umsetzung dieses Ansatzes in die Praxis nicht ohne weiteres möglich. Auch werden bei der Auswertung nur die Linien 1–4 direkt mit einem Voigt-Profil angepasst. Die 17 weiteren Linien in diesem Spektralbereich werden berechnet (Linienfläche, -breite und -position) und benötigen deshalb ebenfalls eine Temperaturinformation.

Die Lösung ist ein iterativer Prozess, ähnlich dem, der bei der Berechnung der Selbstverbreiterung angewendet wurde. Durch Vorgeben einer beliebigen Anfangstemperatur  $T_{\text{start}}$  – welche idealerweise in der Nähe der Gastemperatur liegt – kann die Breite der Absorptionslinien berechnet werden. Mit den Flächen der beiden ausgewählten Linien (1 und 2), die über das Anpassen mit jeweils einem Voigt-Profil extrahiert werden, kann die Gastemperatur mit der Methode der ZLT bestimmt werden. Weicht die ermittelte Temperatur signifikant von der vorgegebenen Temperatur ab, wird der Prozess wiederholt, diesmal aber mit der soeben bestimmten Temperatur als Grundlage für die Berechnung der Linienparameter. Dieser Vorgang wird solange fortgeführt, bis die Änderung in der ermittelten Temperatur zwischen zwei Iterationen einen Schwellenwert, beispielsweise 1 K, nicht mehr überschreitet. Dieses Iterationsverfahren führt zur tatsächlichen Gastemperatur, da die Bestimmung der Temperatur über das Verhältnis der Linienflächen gebildet wird. Durch eine „falsche“ Anfangstemperatur werden auch die Linienbreiten nicht korrekt berechnet und somit auch die Linienfläche mit möglicherweise großen Abweichungen von der tatsächlichen Fläche bestimmt. Da diese Abweichungen jedoch für beide Linienflächen in ähnlichem Maße

zutreffen, ist die Auswirkung auf das Linienflächen-Verhältnis deutlich geringer. Durch eine mehrfache Iteration kann somit die Gastemperatur erfolgreich bestimmt werden.

Abbildung 6.10 zeigt die Anwendung dieser Methode in der Praxis unter Laborbedingungen bei einer Modulationsfrequenz von 139,8 Hz. Gezeigt sind insgesamt vier Messungen bei Drücken von 0,1 und 0,7 MPa sowie Temperaturen von 294 und 674 K. Auf der y-Achse ist die mit ZLT gemessene Temperatur aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt die mit dem Thermoelement gemessene Gastemperatur  $T_{\text{Therm}}$  an. Auf der x-Achse sind die einzelnen Iterationsschritte gezeigt. Bei der 0. Iteration wird dem Auswertalgorithmus eine Anfangstemperatur  $T_{\text{Start}}$  vorgegeben, die bewusst entweder deutlich über oder deutlich unter der tatsächlichen Gastemperatur gewählt wurde. Bei  $T = 294$  K wurde als Starttemperatur 100 bzw. 500 K verwendet, bei  $T = 674$  K war  $T_{\text{Start}} = 200$  K bzw. 1000 K. Wie oben beschrieben, wird mittels der ZLT eine Temperatur bestimmt und im nächsten Iterationsschritt als Grundlage für die Berechnung der Linienbreite verwendet.

Für die Messung bei  $T = 294$  K und  $p = 0,1$  MPa (Abbildung 6.10, links oben) kann bereits nach der zweiten Iteration eine Temperatur von 290 K bzw. 295 K bestimmt werden. Nach insgesamt vier Iterationen ergibt sich eine Endtemperatur von  $T_{\text{Methode 1}} = 293,5$  K. Die Abweichung zu der mit dem Thermoelement gemessenen Temperatur beträgt damit nur 0,5 K und liegt damit im Rahmen der Messunsicherheit des Thermoelements ( $u = \pm 1,5$  K). Auch bei den anderen Messungen zeigt sich, dass sich nach spätestens acht Iterationen die Temperatur nicht mehr signifikant ändert ( $\Delta T < 0,1$  K). Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den jeweils mit Thermoelement und ZLT gemessenen Temperaturen im Rahmen der

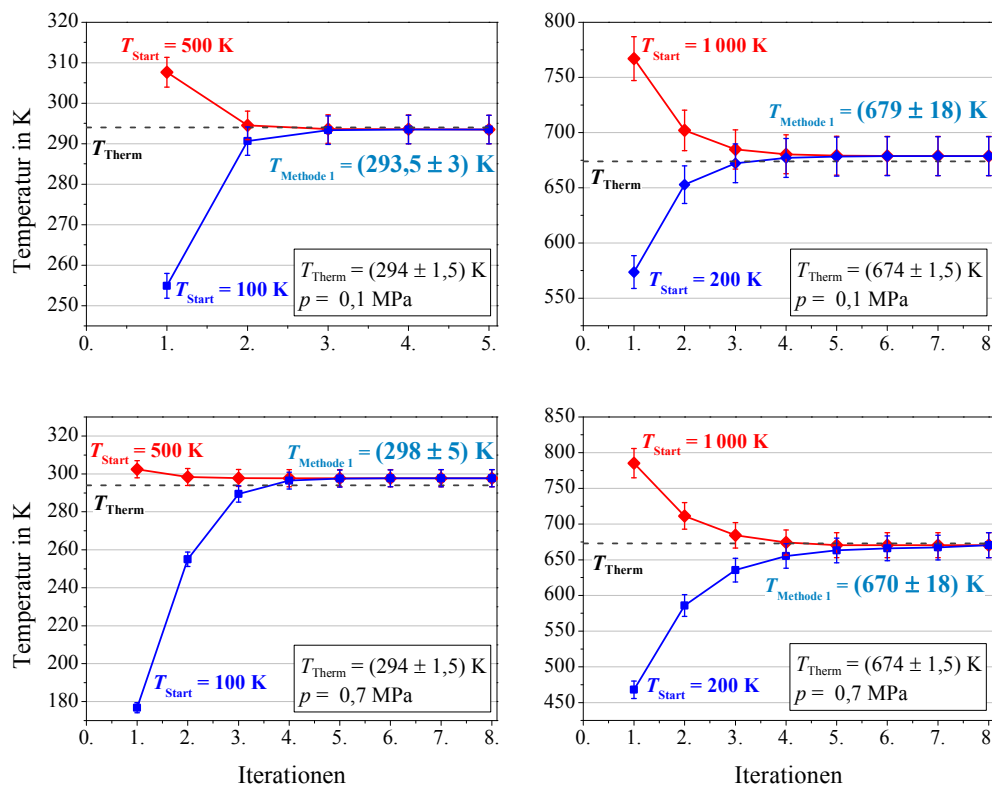


Abbildung 6.10: Iterative Bestimmung der Temperatur mittels ZLT (Methode 1) bei der Vorgabe verschiedener Start-Temperaturen  $T_{\text{Start}}$ .

Messunsicherheit, sowohl bei Normaldruck als auch bei Drücken bis 0,7 MPa. Insgesamt kommt es maximal zu Abweichungen von 5 K – etwa 0,7 % – zwischen der mit dem Thermoelement gemessenen Temperatur und der mit ZLT bestimmten Temperatur (Abbildung 6.10, rechts oben).

Die Messunsicherheit der ZLT wird vorrangig durch die Messunsicherheit der beiden Linienflächen bestimmt. Festzustellen ist außerdem, dass die Messunsicherheit der Temperaturbestimmung mit steigender Temperatur zunimmt. Bei Raumtemperatur ergibt sich eine Gesamtmessunsicherheit der bestimmten Temperatur von 1,2 %. Bei einer Temperatur von 674 K liegt die Messunsicherheit bei 2,6 %. Für Messungen bei niedriger Temperatur und hohem Druck, wie beispielsweise in Abbildung 6.10 links unten zu sehen ist, wurde aufgrund der starken Verbreiterung und Überlagerung der einzelnen Linien die Unsicherheit in der bestimmten Linienfläche heraufgesetzt. Dadurch ergibt sich in diesem Fall eine leicht erhöhte Gesamtmessunsicherheit von 1,7 %. Eine genaue Betrachtung der Abhängigkeit der Gesamtmessunsicherheit findet in Kapitel 9.3 statt.

---

### Methode 2

---

Ein Vergleich zwischen den TDLAS-Messungen und den aus HITRAN08-Daten berechneten Spektren, wie in Methode 2 vorgeschlagen, kann nicht direkt angewendet werden. Grund dafür ist die bei den TDLAS-Messungen zusätzlich auftretende Amplitudenmodulation des Laserlichts (Kapitel 4.3). Die Korrektur der Amplitudenmodulation durch Anpassen eines Basislinien-Polynoms kann je nach Randbedingungen (Druck und Temperatur) nicht unabhängig vom Anpassen der Voigt-Profilen durchgeführt werden. Um dennoch eine Methode zu entwickeln, die eine Temperaturbestimmung über einen Vergleich mit berechneten Daten erlaubt, wurde die Vorgehensweise leicht modifiziert.

Das Profil einer dominierenden Linie wird im Rahmen der allgemein verwendeten Auswertemethodik (Kapitel 4.3) mit einem Voigt-Profil angepasst und gleichzeitig wird die Bestimmung des Basislinien-Polynoms durchgeführt. Alle weiteren Linien im spektralen Bereich werden mit dieser Linie als Stützstelle und den Daten aus HITRAN08 bzw. den in dieser Arbeit ermittelten Linienparametern bestimmt. Das bedeutet, für die dominierende Linie wird die Linienfläche und -position freigegeben, alle Linienbreiten sowie Linienflächen und -positionen der 20 weiteren Linien werden komplett berechnet. Die Temperatur wird in einem bestimmten Bereich mit einer vorgegebenen Schrittweite durchgeföhren und bei jeder Temperaturänderung werden die Linienbreiten und Linienflächen basierend auf der neuen Temperatur berechnet bzw. angepasst. Für jede Iteration wird die Standardabweichung des Residuums bestimmt, gebildet aus der Differenz der angepassten Formfunktion und dem gemessenen Absorptionsprofil. Als die tatsächliche Gastemperatur wird die Temperatur definiert, bei der die beste Übereinstimmung zwischen gemessenem Absorptionsprofil und berechneter Formfunktion vorliegt. Die beste Übereinstimmung ist durch das Minimum in der Standardabweichung des Residuums gekennzeichnet.

Die Umsetzung dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Die mit dem Thermoelement gemessene Temperatur betrug 674 K. Die Linienposition und -fläche der Linie 2 wurde dem Auswerte-Algorithmus als freier Parameter übergeben, während die

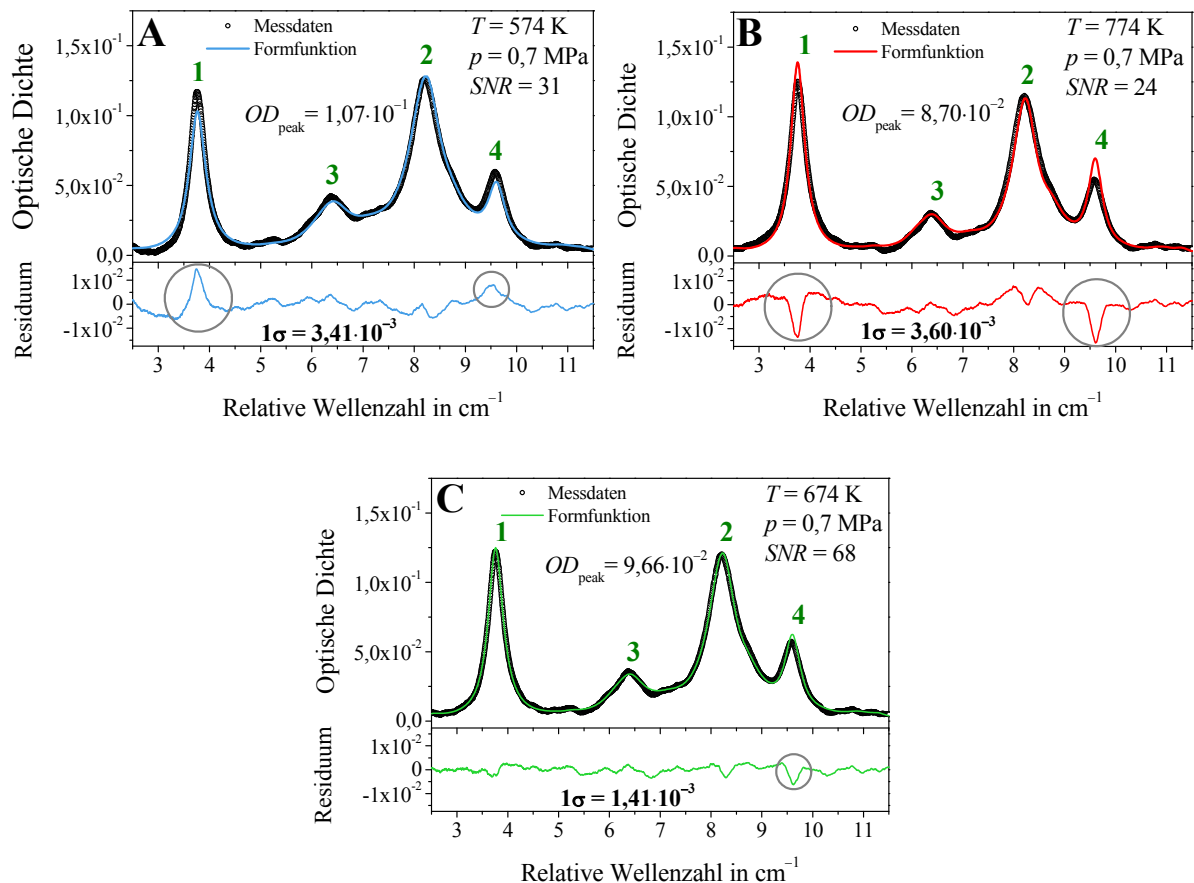


Abbildung 6.11: Beispiel für eine Auswertung nach Methode 2. Bei zu niedriger (A) oder zu hoher (B) Temperatur ergeben sich signifikante Abweichungen im Residuum im Vergleich zu (C).

Linienbreite und alle anderen Linien berechnet wurden. Die Temperaturinformation wird überwiegend durch Abweichungen der Linie 1 und 4 ermittelt. Ist die vorgegebene Temperatur zu niedrig (A), ergibt sich unter anderem aus der temperaturabhängigen Linienstärke eine zu geringe Linienfläche für Linie 1. Ist die Temperatur zu hoch (B), werden die Linienflächen teilweise zu groß berechnet. Ebenso stimmen in beiden Fällen die gemessenen und berechneten Linienbreiten nicht überein. Die Abweichung spiegelt sich im Residuum wider und führt zu einer Standardabweichung des Residuums von  $3,41 \cdot 10^{-3}$  OD (A) bzw.  $3,6 \cdot 10^{-3}$  OD (B). Im Vergleich dazu stimmen bei  $T = 674$  K (C) sowohl die Linienflächen als auch -breiten besser mit den gemessenen Daten überein und die Standardabweichung verbessert sich auf  $1,4 \cdot 10^{-3}$  OD.

Abbildung 6.12 zeigt die Auswertung der bereits mit Methode 1 untersuchten Messungen. Aufgetragen ist die Standardabweichung  $\sigma$  des Residuums gegenüber der Temperatur. Untersucht wurde jeweils der Temperaturbereich von 100–500 K für eine Gastemperatur von  $T = 294$  K bzw. von 200–1000 K für  $T = 674$  K. Das Temperaturintervall zwischen zwei Auswertungen lag bei 5 K. Um die Temperatur genauer zu bestimmen, wurde im Anschluss die Auswertung in einem Bereich von 10 K um die im ersten Schritt ermittelte Temperatur mit einer Schrittweite von 1 K wiederholt. Hierbei ergeben sich je nach Zellendruck und Temperatur signifikante Abweichungen von der mit einem Thermoelement gemessenen Temperatur. Bei  $T = 294$  K liegt die Abweichung bei  $-4$  K ( $p = 0,1$  MPa) bzw. 10 K



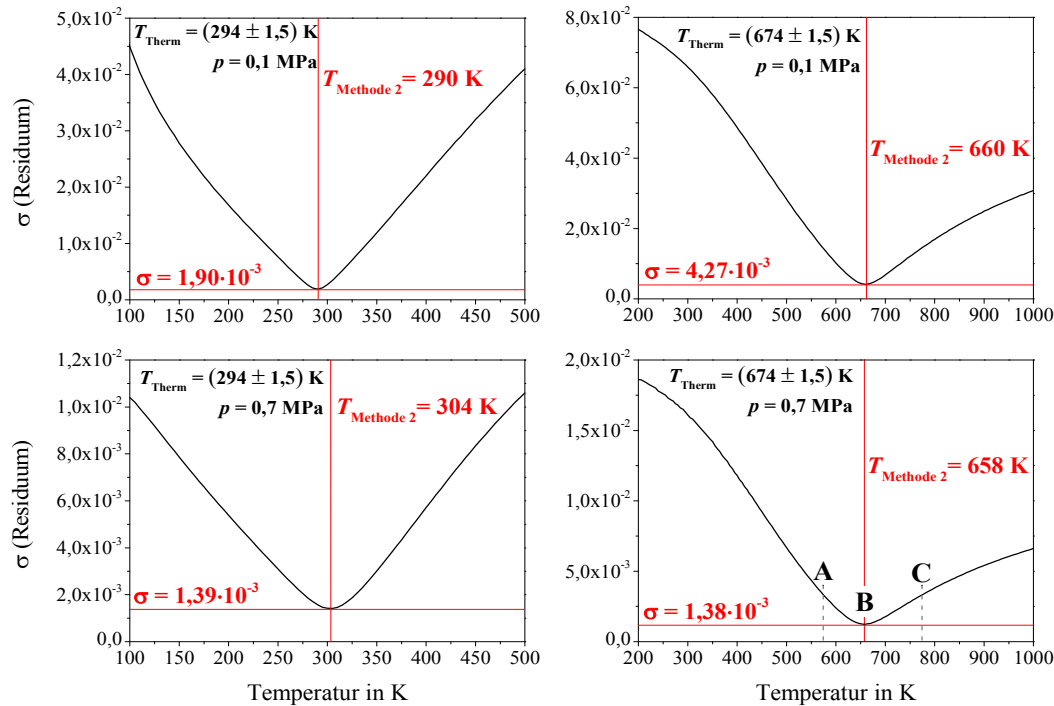


Abbildung 6.12: Bestimmung der Temperatur über einen Vergleich mit berechneten Absorptionsprofilen (Methode 2.). Die Temperatur ergibt sich aus der niedrigsten Standardabweichung des Residuums.

( $p = 0,7 \text{ MPa}$ ) und bei  $T = 674 \text{ K}$  bei  $-14 \text{ K}$  ( $p = 0,1 \text{ MPa}$ ) bzw.  $-16 \text{ K}$  ( $p = 0,7 \text{ MPa}$ ). Mit diesen Werten liegt die maximale Abweichung bei 3,4 %.

Die Bestimmung der Messunsicherheit dieser Methode ist komplex und nicht ohne ausführliche Untersuchungen möglich. Diese Untersuchungen müssten den genauen Einfluss von Unsicherheit in der Linienposition, -breite und -fläche auf das Residuum bestimmen, um daraus eine Messunsicherheit ableiten zu können.

### Vergleich der Auswertestrategien

Die gemessenen Absorptionsprofile mit angepasster Linienformfunktion jeweils bei  $T = 294 \text{ K}$  und  $p = 0,1 \text{ MPa}$  bzw.  $T = 674 \text{ K}$  und  $p = 0,7 \text{ MPa}$  sind für beide Methoden in Abbildung 6.13 dargestellt. Bei beiden Methoden zeigt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen Absorptionsprofile und der angepassten Formfunktion mit jeweils ähnlichem SNR von 448 zu 441 bzw. 87 zu 89. Der Grund für die gute Übereinstimmung in der Linienformfunktion, aber den doch signifikanten Abweichungen in der ermittelten Temperatur ist darin zu finden, dass die Abweichungen im Residuum nicht alleine auf Temperatureffekte zurückzuführen sind. Auch ungenaue Berechnungen der Linienbreite und -position sowie -fläche durch Unsicherheiten in den verfügbaren Linienparametern führen zu Abweichungen im Residuum. Durch diese Art von Abweichungen im Residuum ergibt sich eine niedrigere Standardabweichung bei niedrigerer oder höherer Temperatur. Eine Verbesserung könnte eine gezielte Gewichtung einzelner Bereiche des Spektrums bringen, die sensibler auf Temperaturänderungen reagieren oder bei denen die Unsicherheiten der HITRAN08-Daten

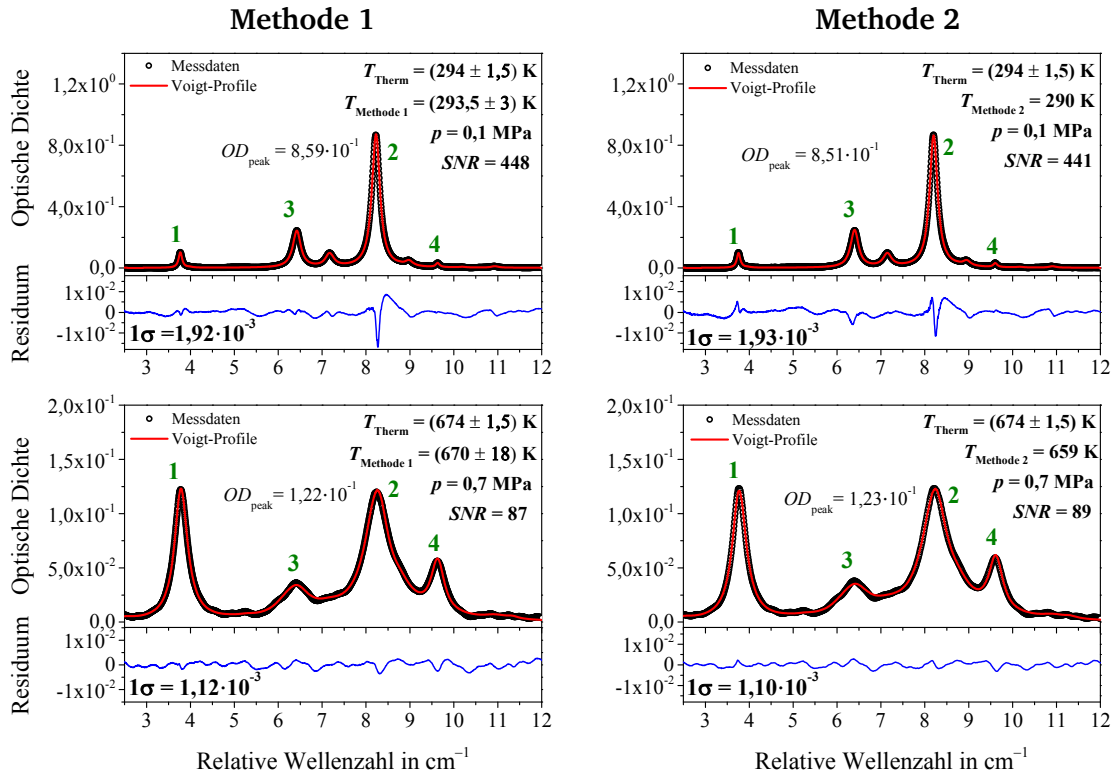


Abbildung 6.13: Jeweils zwei gemessene Absorptionsprofile mit angepassten Linienformfunktionen, ermittelt mit Methode 1 bzw. 2 bei  $T_{\text{Therm}} = 294 \text{ K}$  und  $p = 0,1 \text{ MPa}$  (oben) bzw.  $T_{\text{Therm}} = 674 \text{ K}$  und  $p = 0,7 \text{ MPa}$  (unten).

geringer sind. Diese Effekte beeinflussen auch die Auswertung mit Methode 1, wenn auch in geringerem Maße, da diese nur Auswirkungen auf die Berechnung des Basislinien-Polynoms haben.

Erwähnenswert ist jedoch die gute Übereinstimmung in der Linienposition bei Methode 2. Als freier Parameter wird in diesem Fall nur die Linienposition von Linie 2 verwendet. Alle anderen Linienpositionen werden über den relativen Abstand zu dieser Linie aus den in HITRAN08 hinterlegten Positionen berechnet. Da die Unsicherheiten in den Linienpositionen sehr gering sind (typischerweise  $< 0,01 \text{ cm}^{-1}$ ), zeigt sich hieraus die exakte Bestimmung des Abstimmkoeffizienten  $dv/dt$ , der für die Umrechnung der gemessenen Zeitachse in die gezeigte Wellenzahl-Achse verwendet wird. In Abbildung 6.13 (oben rechts) ist im Residuum bei Linie 1 eine leichte Asymmetrie zu beobachten, die auf eine leichte Abweichung in der berechneten und gemessenen Linienposition hindeutet, hervorgerufen durch Unsicherheiten in der Bestimmung des nichtlinearen Abstimmverhaltens  $dv/dt$ .

Eine Zusammenfassung aller durchgeführten Messungen und der Vergleich der beiden Methoden zur Temperaturbestimmung ist in Abbildung 6.14 zu sehen. Auf der linken Seite sind die gemessenen Temperaturen in Abhängigkeit von der mit dem Thermoelement gemessenen Temperatur  $T_{\text{Therm}}$  jeweils für einen Druck von 0,1 MPa, 0,3 MPa und 0,7 MPa aufgetragen. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Abweichung zwischen  $T_{\text{Therm}}$  und der jeweils ermittelten Temperatur gezeigt. Zu erkennen ist, dass beide Methoden den Temperaturanstieg in der Zelle gut wiedergeben. Allerdings liegen die mit der ZLT

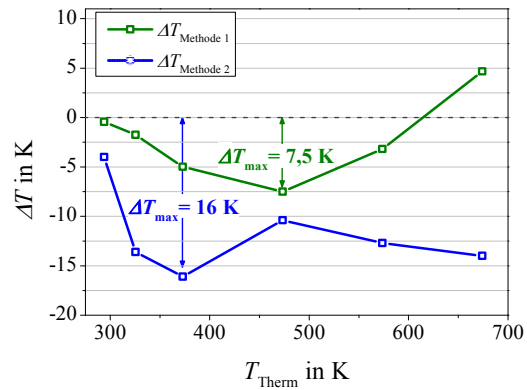
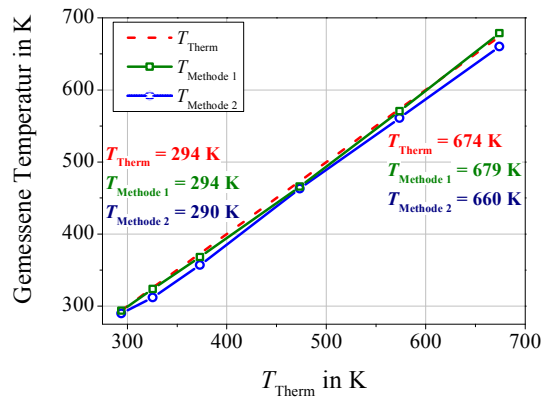
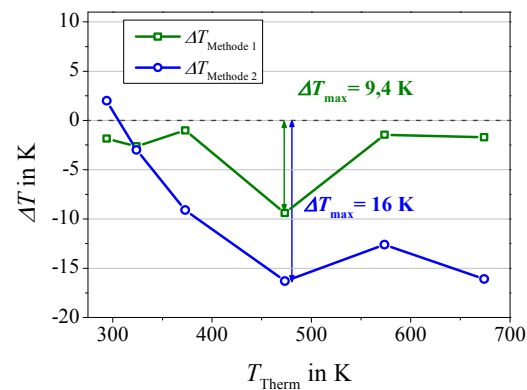
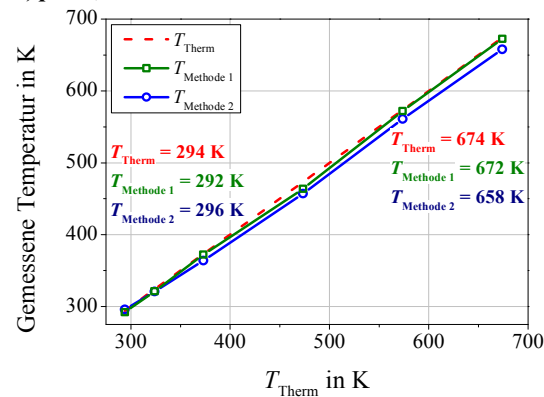
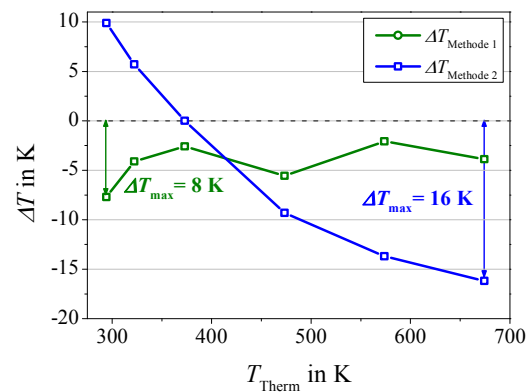
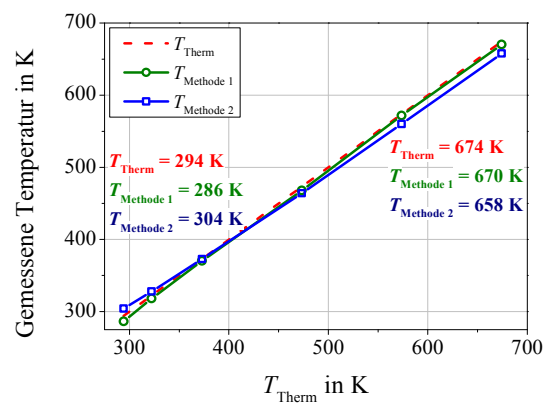
A)  $p = 0,1 \text{ MPa}$ 

B)  $p = 0,3 \text{ MPa}$ 

C)  $p = 0,7 \text{ MPa}$ 


Abbildung 6.14: Vergleich der beiden Auswertemethoden zur Temperaturbestimmung bei verschiedenen Temperaturen und Drücken (links). Abweichungen zwischen der Zelltemperatur und der gemessenen Temperatur (rechts).

bestimmten Werte (Methode 1) näher an der mit dem Thermoelement gemessenen Temperatur. Für die untersuchten Druckbereiche mit Methode 2 ergeben sich maximale Abweichungen von 16 K, während sie bei Methode 1 nur zwischen 7,5 und 9,4 K liegen. Über alle Messungen betrachtet, liegen die Abweichungen mit Methode 1 im Mittel bei 0,7 % (maximal: 2,0 %), während sie bei Methode 2 bei 1,9 % (maximal: 4,3 %) liegen.

Besonders bei höheren Temperaturen ergeben sich mit Methode 2 stärkere Abweichungen. Der Zusammenhang mit höheren Temperaturen stützt die Annahme, dass hier nicht

ausreichend gute Linienparameter, wie beispielsweise Temperaturkoeffizienten oder Linienstärken für die ungenaue Temperaturbestimmung verantwortlich sind, da der Einfluss dieser Unsicherheiten mit höherer Temperatur zunimmt. Auch Linien, die in HITRAN08 nicht hinterlegt sind und nur bei höheren Temperaturen eine signifikante Absorption aufweisen, könnten zusätzlich zu den Abweichungen beitragen.

Für den folgenden Einsatz am Verbrennungsmotor wurde Methode 1 zur Auswertung verwendet. Zum einen lassen sich damit präzisere Temperaturen ermitteln, für die auch eine Angabe der Messunsicherheit möglich ist, zum anderen war dieses Verfahren zum Zeitpunkt der Auswertung deutlich schneller. Je nach angestrebter Genauigkeit reichen 5–8 Iterationsschritte pro Messung aus. Bei Methode 2 ist die Anzahl der nötigen Berechnungsschritte deutlich höher. Selbst wenn nur die Kompressionsphase betrachtet wird, ist mit Temperaturen von 270–700 K zu rechnen. Bei einer Schrittweite der Temperatur von 5 K sind 86 Berechnungen der Linienformfunktion und des Basislinien-Polynoms notwendig. Durch eine geschicktere Wahl der Temperaturbereiche und Schrittweiten kann die Anzahl der nötigen Berechnungen zwar noch deutlich reduziert werden, auf weniger als 20 Schritte wird sie sich allerdings kaum reduzieren lassen. Daher beträgt die Zeit für die Auswertung mit Methode 2 mindestens das 3–4fache der Zeit, die für Methode 1 benötigt wird.

Deutlich schneller würde Methode 2 erst, wenn das gemessene Absorptionsprofil direkt mit einer einmalig zu berechnenden Datenbank an Spektren abgeglichen werden könnte. Damit wäre nur die Bestimmung des Residuums nötig und nicht mehr die Berechnung jeder einzelnen Formfunktion in Abhängigkeit vom Basislinien-Polynom. Diese Vorgehensweise ist mit TDLAS-Messungen in Zukunft möglicherweise in Prozessen mit weniger starken Transmissionsschwankungen erfolgreich, da in diesen Prozessen die Amplitudenmodulation als konstant angenommen werden könnte.

Im Hinblick auf die Messungen im Motor wurde zusätzlich die Abhängigkeit der Temperaturbestimmung von der Modulationsfrequenz untersucht. Da die Abstimmtiefe bei dem VCSEL allerdings auch bei höheren Modulationsfrequenzen groß genug ist, um den gesamten Spektralbereich um die beiden selektierten Linien zu erfassen, ist davon auszugehen, dass die ermittelte Temperatur unabhängig von der Modulationsfrequenz des Lasers ist. Abbildung 6.15 zeigt die mit beiden Methoden ermittelte Temperatur bei  $T_{\text{Therm}} = 303 \text{ K}$ . Wie erwartet ist der Einfluss der Modulationsgeschwindigkeit auf die Temperatur gering. Einzig bei einer Modulationsfrequenz von 30 kHz steigt die Abweichung zur Temperatur  $T_{\text{Therm}}$  um 2 K. Diese Abweichung ist allerdings weniger auf die erhöhte Modulationsfrequenz direkt zurückzuführen, als vielmehr auf die verminderte Auflösung der Messung (1 100 Spannungswerte/Scan anstatt 3 200), bedingt durch die Limitierung in der Datenaufnahme (siehe Kapitel 4.2). Methode 1 zeigt ansonsten Schwankungen der ermittelten Temperatur von maximal 0,7 K, während Methode 2 aufgrund der Temperaturlösung von 1 K eine konstante Temperatur liefert.

Mit den hier vorgestellten Methoden konnte zum ersten Mal ein VCSEL-basiertes Spektrometer zur optischen Bestimmung der Gastemperatur entwickelt und validiert werden. Durch Verknüpfung der Vorteile der TDLAS-Messtechnik und des VCSEL kann die Temperatur

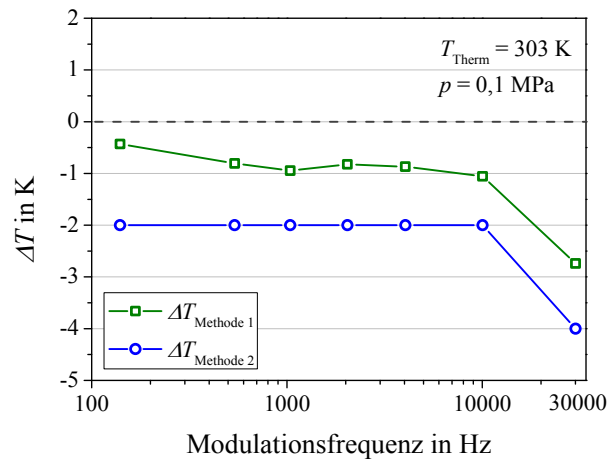


Abbildung 6.15: Abhängigkeit der ermittelten Temperatur von der Modulationsfrequenz.

anhand spektral hochaufgelöster Absorptionsprofile bei Drücken bis zu 0,7 MPa mit Zeitaufösungen von bis zu 33  $\mu\text{s}$  bestimmt werden. Zusätzlich vereinfacht sich der Aufbau des Spektrometers im Gegensatz zu bisherigen Methoden, die auf den Einsatz von mindestens zwei Lasern angewiesen waren. Durch die Verwendung nur eines Lasers kann gerade bei Messungen mit hoher Zeitauflösung die Anforderung an das Datenerfassungssystem deutlich reduziert werden.

### 6.3 Einsatz am Einzylindermotor des RSM

Nach erfolgreicher Validierung der ZLT unter Laborbedingungen konnte die Messtechnik ebenfalls am Einzylindermotor des RSM eingesetzt werden. Die ersten Untersuchungen fanden auch hier im geschleppten Betrieb statt, da die Temperatur zu Beginn der Kompression gut über die im Ansaugtrakt gemessene Temperatur der Ansaugluft ( $T_{\text{Ansaug}} = 302 \text{ K}$ ) und der Motortemperatur ( $T_{\text{Motor}} = 333 \text{ K}$ ) abgeschätzt werden kann.

Die Auswertestrategie der Messungen am Motor wurde leicht modifiziert, da keine Mittelung der Einzelscans möglich ist und die Signale durch elektrische Interferenzen des Prüfstands deutlich stärker gestört sind als bei Messungen unter Laborbedingungen. Um den Algorithmus für die Anpassung der Linienformfunktion unempfindlicher gegenüber Störungen zu gestalten, wurde die Anzahl der freien Parameter reduziert. Wurden für Laborbedingungen noch die Linienpositionen und -flächen der Linien 1–4 als freie Parameter übergeben, wird bei Motormessungen nur noch die Linienfläche der Linien 1 und 2 sowie die Linienposition von Linie 2 angepasst. Alle weiteren Parameter werden aus Druck, Temperatur und Linienparametern berechnet. Auch die Linienposition von Linie 1 wird berechnet, indem die Position einmalig bei Unterdruck bestimmt und dann druckabhängig über die in HITRAN08 hinterlegte Druckverschiebung nachgeführt wird. Diese Vorgehensweise wurde anhand der Labormessungen überprüft und zeigte dort Abweichungen in der ermittelten Temperatur von maximal 0,5 %.

### 6.3.1 Geschleppter Betrieb

Die Ergebnisse der ZLT für den kompletten Motorzyklus im geschleppten Betrieb sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Ausgewertet wurden insgesamt 45 000 Einzelmessungen (als Punkte dargestellt) von 30 direkt aufeinanderfolgenden Motorzyklen. Zur besseren Übersicht wurden erneut der Mittelwert der Einzelmessungen und die Standardabweichung in einem Fenster von  $1^\circ$  KW gebildet. Zusätzlich ist in Rot die unter der Annahme von adiabatisch-reversibler Kompression aus dem Druck berechnete Temperatur eingezeichnet. Bei  $-180^\circ$  KW liegt die erwartete Gastemperatur im Brennraum zwischen der Temperatur der Ansaugluft (302 K) und der Motortemperatur (333 K). Da die Ansauglufttemperatur außerhalb des Motors etwa 295 K betrug, ist bereits im Ansaugtrakt eine leichte Erwärmung der Luft festzustellen. Unter der Annahme, dass sich dieser Effekt fortführt, wurde als Gastemperatur im Brennraum bei  $-180^\circ$  KW eine Temperatur  $T_{-180^\circ\text{KW}} = 317,5$  K angenommen. Mit der ZLT ergibt sich eine mittlere Temperatur von  $T_{\text{mess}} = (315 \pm 4)$  K, die in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Temperatur liegt. Die Standardabweichung ( $2\sigma$ ) beträgt an diesem Punkt 14 K. Über den gesamten Motorzyklus betrachtet ist die Streuung der Messwerte mit einer mittleren zweifachen Standardabweichung von 12 K sehr gering. Bei  $-81^\circ$  KW liegt  $2\sigma_{\text{min}}$  bei 7 K. Eine Ausnahme bildet der Bereich von  $+120^\circ$  bis  $+165^\circ$  KW, in dem eine stärkere Streuung beobachtet werden kann ( $2\sigma_{\text{max}} = 60$  ppm). Möglicherweise ergibt sich diese Störung aufgrund des Öffnens des Auslassventils, beginnend ab  $+105^\circ$  KW.

Gerade in der Kompressionsphase von  $-190^\circ$  bis  $0^\circ$  KW ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Temperatur mit einer maximalen Abweichung von 4,2 %. Erwartungsgemäß ist im Kompressionstakt von einer zu hoch berechneten Temperatur durch die Annahme eines adiabatisch-reversiblen Prozesses auszugehen, da in der Praxis eine Wechselwirkung mit den kälteren Zylinderwänden stattfindet. Dieser Effekt kann zwar bei den Messungen beobachtet werden, allerdings sind die Unterschiede zwischen berechneter

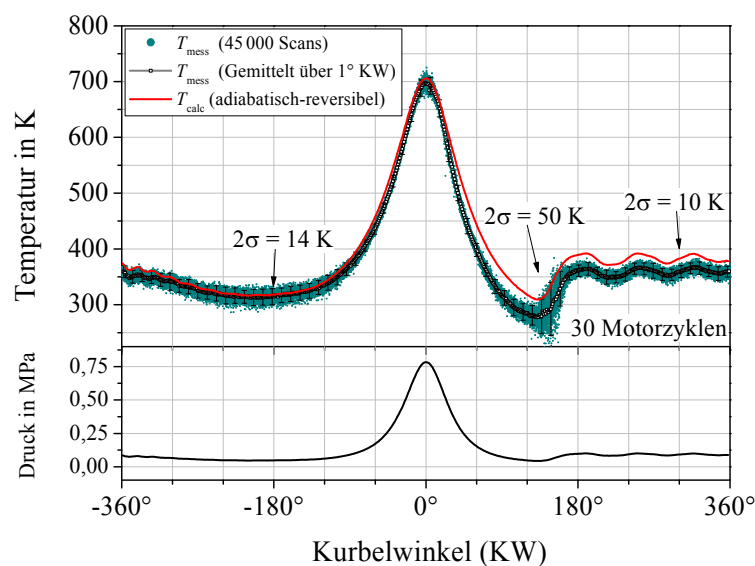


Abbildung 6.16: Inzylinder-Temperaturmessung über den kompletten Motorzyklus mit Methode 1 und einer Zeitauflösung von  $100 \mu\text{s}$  im geschleppten Betrieb.

und gemessener Temperatur im Kompressionstakt mit maximalen Abweichungen von 25 K ( $-36^\circ \text{KW}$ ) vergleichsweise gering. Hier besteht möglicherweise auch ein Zusammenhang mit der Beschaffenheit des Einzylindermotors. Da der Zylinder durch den optischen Zugang hauptsächlich aus Glas besteht, ist der Wärmeübertrag zwischen Gas und Zylinderwänden im Vergleich zu einem Vollmetallmotor deutlich verringert, was bereits in anderen Untersuchungen bestätigt werden konnte [151]. Besonders am Motor des RSM, bei dem der Glaszylinder nahezu 75 % der Zylinderhöhe ausmacht, ist bei der Betrachtung der Wärmeleitfähigkeit von Glas mit  $0,8 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  [152] – im Vergleich zu oft verwendetem Gusseisen mit Lamellengraphit von bis zu  $52 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  [153] – von einer starken Verminderung des Wandwärmeübertrags auszugehen.

Ebenfalls fällt auf, dass es zu einem größeren Unterschied zwischen berechneter und gemessener Temperatur im Bereich der zweiten Hälfte des Motorzyklus kommt (Abbildung 6.16). Eine Übersicht über die kurbelwinkelabhängige Abweichung der berechneten von der gemessenen Temperatur ist in Abbildung 6.17 zu sehen. Im Bereich der Expansionsphase ergeben sich Abweichungen von bis zu 47 K. Im Ausstoßtakt liegt die Abweichung bei etwa 20–25 K. Als Ursache für die stärkere Abkühlung während der Expansionsphase wird die Vernachlässigung der Wandwärme- und Druckverluste (Blowby) vermutet. Die Vernachlässigung dieser Effekte führt mit fortschreitender Zeit zu immer größeren Abweichungen, so dass am Ende der Expansionsphase deutlich niedrigere Temperaturen herrschen als mit dem berechneten Modell vorhergesagt. In Konsequenz ergibt sich eine insgesamt niedrigere Temperatur für den letzten Teil des Motorzyklus.

Mit den aus dieser Messung erlangten Temperaturinformationen können die bisherigen Messungen zur  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung mit dem VCSEL bei  $1370 \text{ nm}$  erneut ausgewertet und auch auf den Bereich nach der Verbrennung ausgeweitet werden. Mit der berechneten Temperatur ergibt sich bei diesen Messungen eine signifikante Abweichung von etwa  $1000 \text{ ppm}$  zwischen der im Kompressionstakt und der im Ausstoßtakt gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration (siehe Abbildung 6.18, A). Dies entspricht einer Abweichung von fast 10 %. Wird allerdings die gemessene Temperatur – die im Ausstoßtakt etwa 20–25 K niedriger liegt – für die Auswertung verwendet, befinden sich die ermittelten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationswerte wie

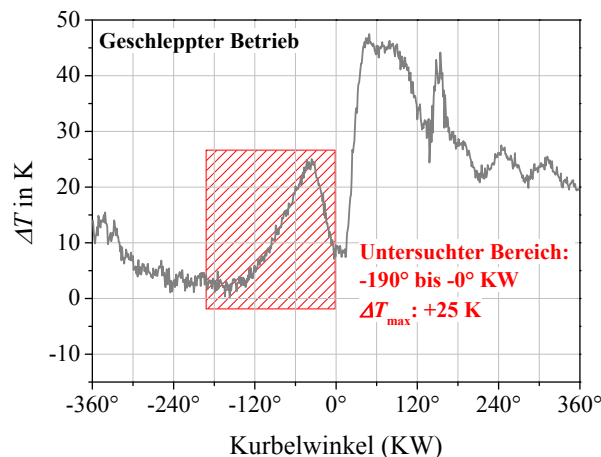


Abbildung 6.17: Abweichungen zwischen der berechneten und der mit ZLT gemessenen Temperatur.



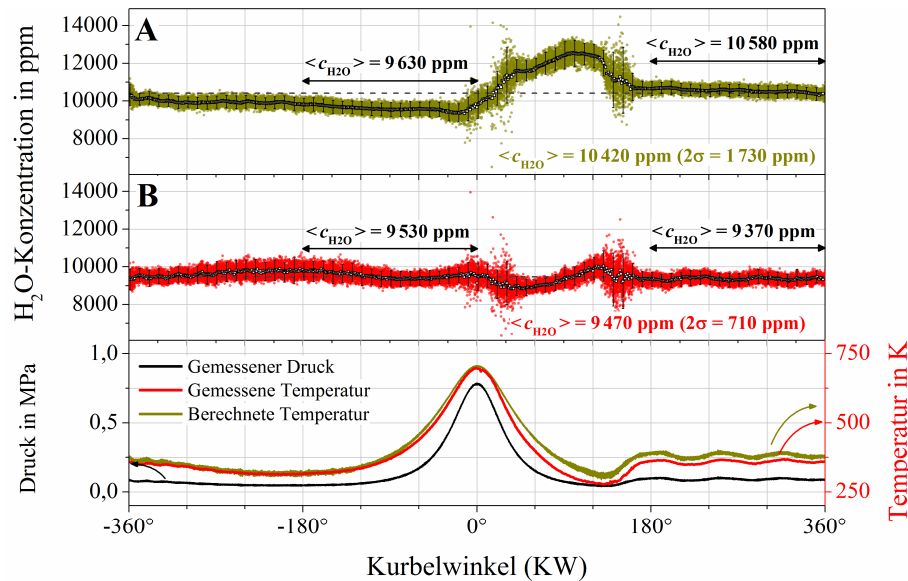


Abbildung 6.18: Vergleich der ermittelten innermotorischen H<sub>2</sub>O-Konzentration bei Temperaturberechnung (A) und mit ZLT gemessener Temperatur (B) (geschleppt, VCSEL 1370 nm,  $f_{mod} = 10$  kHz).

erwartet sowohl im Kompressions- als auch im Ausstoßtakt auf demselben Niveau. Im Kompressionstakt (gemittelt über die Einzelmessungen von  $-180^\circ$  bis  $0^\circ$  KW) wird mit der gemessenen Temperatur eine H<sub>2</sub>O-Konzentration von  $(9530 \pm 620)$  ppm und im Ausstoßtakt ( $+180^\circ$  bis  $+360^\circ$  KW) von  $(9370 \pm 800)$  ppm ermittelt (siehe Abbildung 6.18, B). Die Abweichung beträgt in diesem Fall nur 1,7 %.

Gemittelt über den gesamten Motorzyklus kann somit eine konstante H<sub>2</sub>O-Konzentration von  $(9470 \pm 810)$  ppm ( $2\sigma = 710$  ppm) nachgewiesen werden. Im Vergleich dazu liegt die gemittelte Konzentration bei Verwendung der berechneten Temperatur bei  $(10420 \pm 890)$  ppm mit einer deutlich größeren Standardabweichung von  $2\sigma = 1730$  ppm. Diese Tatsache unterstreicht nochmals die Qualität der Temperaturbestimmung mittels ZLT und TDLAS. Nur im Bereich nach der Kompression bei sehr hohen Drücken und in der folgenden Expansionsphase bis etwa  $+160^\circ$  KW kommt es noch zu leichten Störungen, die allerdings im Vergleich zu (A) schon reduziert sind. Auch die größere Abweichung in der Konzentration vom Mittelwert im Bereich von  $+30^\circ$  bis  $+140^\circ$  KW ist von  $\Delta c_{H_2O} = 2150$  ppm (A) auf  $\Delta c_{H_2O} = 640$  ppm (B) gesunken. Im Ansaugtakt wiederum ergibt sich eine H<sub>2</sub>O-Konzentration von  $(9996 \pm 850)$  ppm (A) bzw.  $(9640 \pm 630)$  ppm (B) in guter Übereinstimmung mit dem Mittelwert und zueinander.

### 6.3.2 Gefeuerter Betrieb

Nach dem erfolgreichen Einsatz der ZLT im geschleppten Betrieb wurden ebenfalls Messungen zur Temperaturbestimmung im gefeierten Betrieb durchgeführt. Da der Motor aufgrund der verbauten Glaskomponenten nicht dauerhaft gefeuert betrieben werden kann, wurde ein intermittierend gefeierter Betrieb gewählt. In diesem Modus wird der Motor für eine festgelegte Anzahl von Zyklen gefeuert betrieben und im Anschluss mehrere Zyklen

geschleppt. Da der Motor in den geschleppten Zyklen abkühlen kann, kann diese Serie über einen längeren Zeitraum beibehalten werden. Um ausreichend Zeit für eine Abkühlung des Motors zu gewährleisten, folgen auf 20 Zyklen im gefeuerten Betrieb jeweils 50 geschleppte Zyklen.

Abbildung 6.19 zeigt beispielhaft anhand von vier Absorptionsprofilen den Vergleich zwischen geschlepptem (links) und gefeuertem Betrieb (rechts) bei  $-180^\circ$  bzw.  $+220^\circ$  KW. Klar erkennbar ist die stärkere Absorption durch die erhöhte  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im gefeuerten Betrieb aufgrund des wasserreichen, zum Teil im Zylinder verbleibenden Abgases. Bei  $+220^\circ$  KW ergibt sich durch die deutlichen Temperaturunterschiede der beiden Betriebsmodi eine klare Änderung des Absorptionsprofils. Durch die Linienstärke von Linie 1 und 4, die mit höheren Temperaturen stark ansteigt, ist im Vergleich zum geschleppten Betrieb das Absorptionsprofil von den drei Linien 1, 2 und 4 dominiert.

Für insgesamt zehn Motorzyklen im gefeuerten Betrieb wurde eine Bestimmung der Gastemperatur durchgeführt (Abbildung 6.20). Im direkten Bereich der Verbrennung kommt es zu starken Signalstörungen, hervorgerufen durch eine zu schnelle Änderung (Zeitauflösung:  $100\ \mu\text{s}$ ) der Transmission und Hintergrundemission sowie durch eine Inhomogenität von Konzentration und Temperatur in der Flammenfront. Ändert sich Transmission  $Tr(t)$  und Hintergrundemission  $E(t)$  schneller als die Zeit, die für eine Messung benötigt wird, kann je nach Stärke der Schwankungen eine Auswertung nicht durchgeführt werden (vgl. Gleichung 2.52). Im restlichen Motorzyklus besteht dieses Problem nicht und der

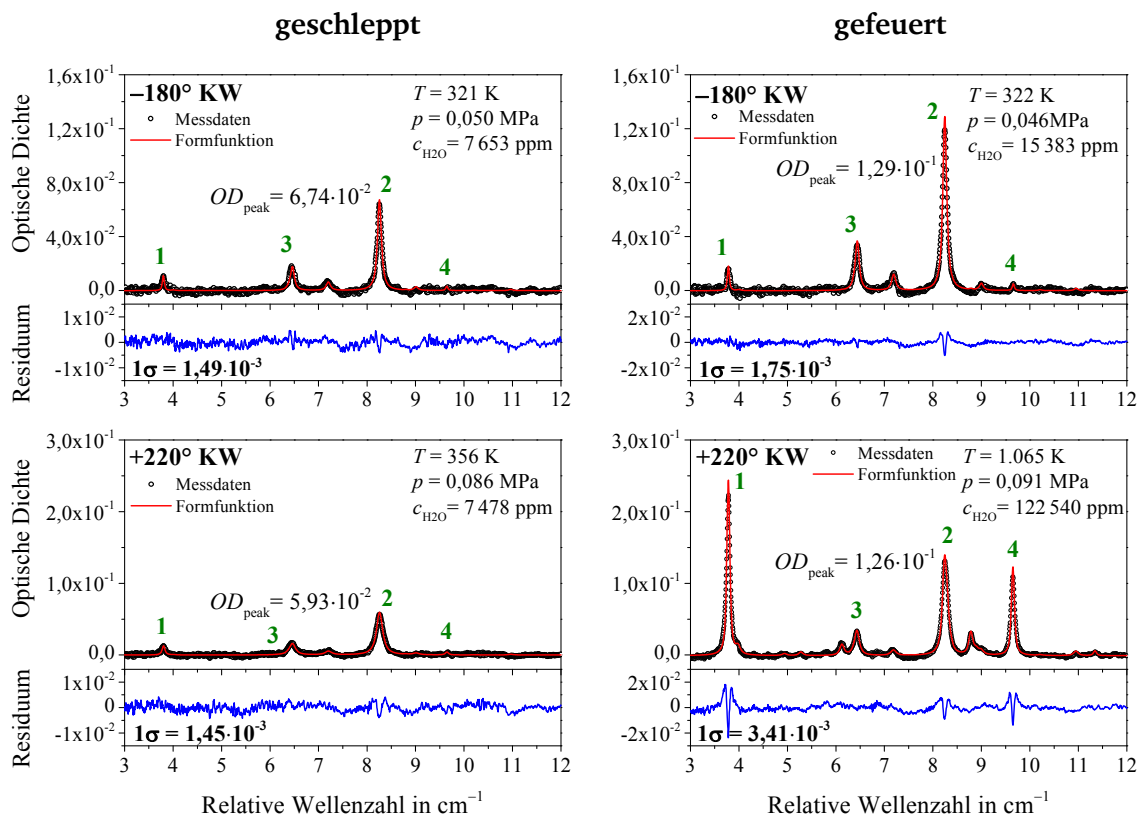


Abbildung 6.19: Gegenüberstellung der gemessenen Absorptionsprofile (VCSEL 1392 nm) im geschleppten und gefeuerten Betrieb bei  $-180^\circ$  und  $+220^\circ$  KW.

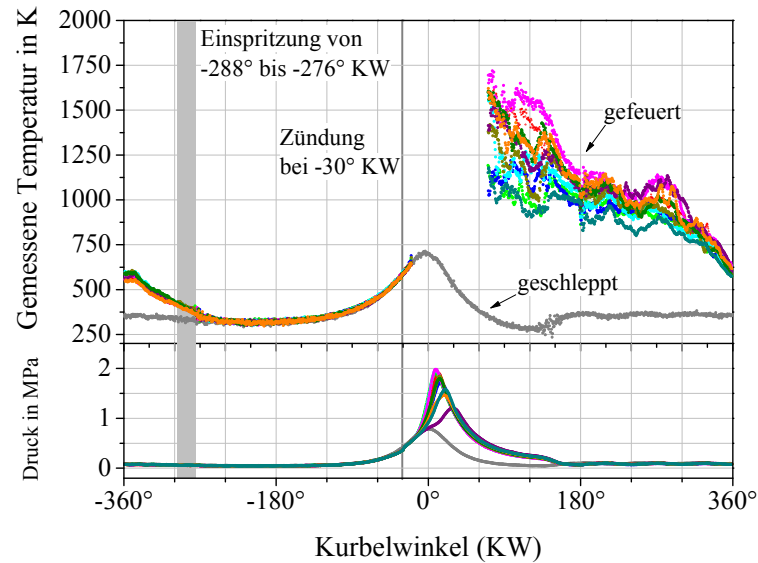


Abbildung 6.20: Mit ZLT gemessener Temperaturverlauf im gefeuerten Betrieb des Motors für 10 aufeinanderfolgende Motorzyklen (farbige Linien) mit einer Zeitauflösung von  $100\mu\text{s}$ . Zum Vergleich ist der gemessene Temperaturverlauf im geschleppten Betrieb eingezeichnet (grau). Im unteren Teil sind die gemessenen Druckverläufe gezeigt.

gesamte Ansaug- und Kompressionstakt bis zur Zündung bei  $-30^\circ\text{KW}$  sowie der Arbeits- und Ausstoßtakt ab  $+70^\circ\text{KW}$  konnten zur Auswertung genutzt werden.

Im unteren Teil der Abbildung 6.20 ist der Druckverlauf dargestellt, in diesem Fall aber farblich codiert, einzeln für jeden Motorzyklus. Erkennbar ist, dass die Druckverläufe ab der Zündung zum Teil stark voneinander abweichen, was auf einen ungleichen Brennverlauf der einzelnen Zyklen hindeutet. In Grau ist zum Vergleich der Druckverlauf eines geschleppten Zyklus eingezeichnet.

Im oberen Teil der Abbildung sind zehn gemessene Temperaturverläufe im gefeuerten Betrieb und wieder zum Vergleich ein Temperaturverlauf im geschleppten Betrieb (grau) zu sehen. Die gemessene Temperatur ab  $+70^\circ\text{KW}$  unterscheidet sich stark zwischen den einzelnen Motorzyklen und liegt in einem Bereich von 1000 bis 1750 K. Die starke Schwankung in der ermittelten Temperatur belegt die Vermutung stark variierender Brennverläufe. Bis etwa  $+300^\circ\text{KW}$  liegt die Temperatur im Mittel bei etwa 1000 K und fällt dann im Ausstoß- und Ansaugtakt deutlich ab. Eine vergrößerte Ansicht der Zeit vor der Zündung (links) bzw. nach der Verbrennung (rechts) ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Zu Beginn des Ansaugtakts liegt die Temperatur im gefeuerten Betrieb durchschnittlich  $224\text{ K}$  über der Temperatur im geschleppten Betrieb. Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, dass trotz des Zurückbleibens von heißem Abgas im Brennraum die Temperatur zu Beginn der Kompressionsphase ( $-180^\circ\text{KW}$ ) mit  $T_{-180^\circ\text{KW,gefeuert}} = (322 \pm 5)\text{ K}$  im Rahmen der Messunsicherheit nahezu identisch ist mit der Temperatur  $T_{-180^\circ\text{KW,geschleppt}} = (315 \pm 4)\text{ K}$  im geschleppten Betrieb. Dieser Temperaturunterschied lässt auf eine geringe AGR-Rate schließen, die auch durch die Ventilsteuerzeiten belegt ist. So öffnet sich das Einlass-Ventil erst spät in der Ausstoßphase ( $+325^\circ\text{KW}$ ), während sich das Auslassventil früh in der Ansaugphase schließt ( $-345^\circ\text{KW}$ ). Zudem ist der Motor durch die kleine Anzahl an kontinuierlich gefeuerten Zyklen nicht

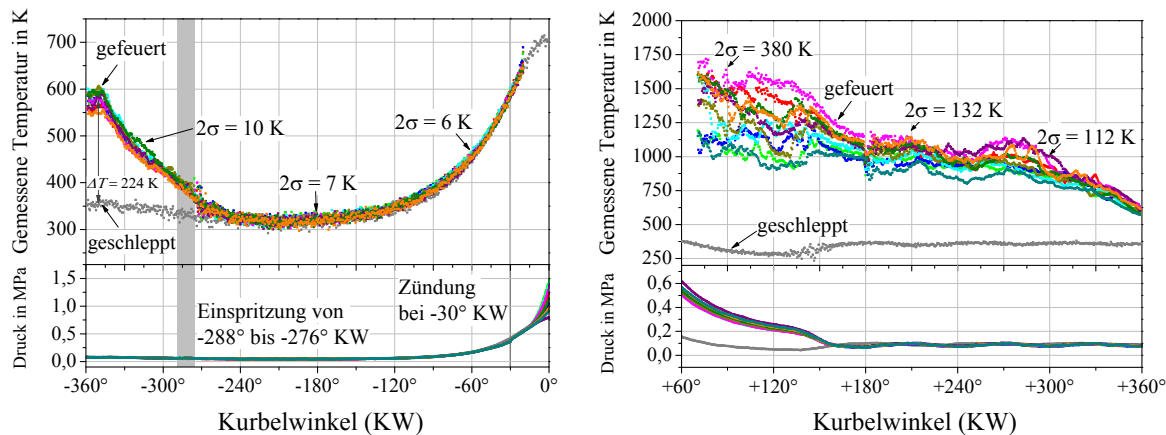


Abbildung 6.21: Mit ZLT gemessene Temperatur in der Ansaug- und Kompressionsphase (links) bzw. im Arbeits- und Ausstoßtakt (rechts).

aufgeheizt und damit deutlich kälter als das Abgas, das infolge dessen schneller abgekühlt wird als im dauerhaft gefeuerten Betrieb.

Die Schwankung ( $2\sigma$ ) der ermittelten Temperaturen liegt vor der Zündung unter 10 K. Beispielhaft ist in der Abbildung 6.21 (links) die Schwankung ( $2\sigma$ ) an drei Stellen ( $-315^\circ$ ,  $-180^\circ$  und  $-60^\circ$  KW) angegeben. Im Kompressionstakt fällt sie auf Werte zwischen 12–14 K. Einzig im Bereich kurz nach der Einspritzung ( $-288^\circ$  bis  $-276^\circ$  KW) tritt eine leicht erhöhte Schwankung von etwa 24 K auf.

Nach der Verbrennung (Abbildung 6.21, rechts) sind die Schwankungen wesentlich größer. Exemplarisch wurden hier drei Stellen untersucht ( $+90^\circ$ ,  $+210^\circ$  und  $+300^\circ$  KW). Die Schwankungen fallen von 380 ppm ( $+90^\circ$  KW) auf 56 ppm bei  $+300^\circ$  KW. Die Unsicherheit reicht hier je nach Temperatur von 6,7 % bei 1712 K ( $+77,4^\circ$  KW) bis 1,6 % bei 322 K ( $-180^\circ$  KW). Sie liegt damit absolut betrachtet im Bereich von  $\pm 5$  bis  $\pm 115$  K.

Hiermit ist erstmals ein VCSEL-basiertes Spektrometer auch für optische Temperaturbestimmung in einem Verbrennungsmotor genutzt worden. Als größter Vorteil im Vergleich zu bisherigen Methoden wie beispielsweise LIF [131] oder CARS [154] erweist sich die deutlich transportablere und vielseitigere Einsetzbarkeit des Spektrometers, das innerhalb weniger Stunden komplett an einem Prüfstand aufgebaut werden kann. Des Weiteren kann im Gegensatz zu bisherigen absorptionsbasierten Verfahren die Messung mit nur einem Laser durchgeführt und auf eine aufwendige Kalibrierung verzichtet werden. Außerdem kann das Spektrometer auch für eine simultane Bestimmung der absoluten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration verwendet werden, wie im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird (Kapitel 7.1.2).

## 7 Untersuchungen im gefeuerten Betrieb

Mit dem Einsatz der Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) am Motor des Fachgebiets Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) an der TU Darmstadt stehen auch verlässliche Temperaturinformationen für Messungen im gefeuerten Betrieb zur Verfügung. Damit eröffnet sich die Möglichkeit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung während der Ansaug- und Kompressionsphase und auch für Messungen nach der Verbrennung im Expansions- und Ausstoßtakt. Ergänzend zu den bisherigen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsmessungen konnten mit einem VCSEL bei 2365 nm zum ersten Mal auch Untersuchungen der innermotorischen  $\text{CO}$ -Konzentration mittels TDLAS durchgeführt werden.

Des Weiteren wurden Messungen der  $\text{CO}_2$ -Konzentration bei 1610 nm vorgenommen. Allerdings ist die Absorption in diesem Wellenlängenbereich bei den verfügbaren Konzentrationen und Absorptionsstrecken zu gering. Für zukünftige Messungen wird daher der Wechsel zu dem Band bei  $2,0\text{ }\mu\text{m}$  empfohlen, für den sowohl DFB-DL und seit kurzem auch VCSEL zur Verfügung stehen.

---

### 7.1 Inzylinder- $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung

---

In Kapitel 6.3 wurde gezeigt, dass die Verbrennung im intermittierend gefeuerten Betrieb nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Gastemperatur in der Kompressionsphase hat. Zu Beginn der Kompression ( $-180^\circ\text{KW}$ ) liegt die zweifache Standardabweichung der gemessenen Temperatur bei den zehn betrachteten Motorzyklen bei 7 K (Abbildung 6.21, links). Daher wurde für Untersuchungen in der Kompressionsphase zunächst ein gemittelter Temperaturverlauf aus den zehn im gefeuerten Betrieb gemessenen Temperaturverläufen ermittelt und für die Auswertung der Messungen mit dem VCSEL bei 1370 nm zur Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration verwendet.

Für die Untersuchungen im Bereich nach der Verbrennung ist nur eine Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei simultaner Messung der Gastemperatur möglich. Aus diesem Grund wurde diese Untersuchung mit dem VCSEL bei 1392 nm durchgeführt und aus den gemessenen Absorptionsprofilen zuerst die Temperatur und anschließend die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration ermittelt.

### 7.1.1 Ansaug- und Kompressionstakt

Abbildung 7.1 zeigt den  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf im Kompressionstakt während 19 gefeuerter Zyklen, ermittelt aus den Absorptionsprofilen, gemessen mit dem VCSEL bei 1370 nm ( $f_{\text{mod}} = 10$  kHz). Die Breite der Linien wurde auch hier berechnet. Allerdings konnten für die Ermittlung nur die Verbreiterungskoeffizienten von Luft verwendet werden, da zurzeit noch keine Fremdverbreiterungskoeffizienten für  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{CO}_2$  vorliegen. Das Luft-Abgas-Gemisch besteht jedoch wie Luft immer noch zu über 70 % aus  $\text{N}_2$ , so dass die Unsicherheit durch diese Vorgehensweise mit einer größeren Unsicherheit in der Bestimmung der Linienfläche berücksichtigt werden kann. Die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration liegt mit durchschnittlich  $(21\,110 \pm 2\,010)$  ppm deutlich über der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration der Umgebungsluft mit  $(7\,700 \pm 310)$  ppm. Der Grund für die Erhöhung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration ist die im Zylinder verbleibende Restgasmenge mit einer sehr hohen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration um die 130 000 ppm (vgl. Abbildung 2.3). Die Schwankung ( $2\sigma$ ) der Konzentration zwischen den einzelnen Motorzyklen liegt im gefeuerten Betrieb mit durchschnittlich 3 380 ppm deutlich höher als im geschleppten Betrieb ( $2\sigma \approx 700$  ppm). Als wahrscheinlichste Ursache für die größeren Schwankungen gelten Variationen in der Menge des entstehenden Wassers bei der Verbrennung durch unterschiedliche Brennverläufe und die Verwendung eines gemittelten Temperaturverlaufs.

Des Weiteren ist ein Anstieg in der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration während des Kompressionstakts im Mittel um bis zu 25 % festzustellen. Bei  $-180^\circ$  KW liegt die mittlere  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei 19 060 ppm, während sie im späteren Verlauf der Kompression im Mittel auf bis zu 23 790 ppm ( $-67^\circ$  KW) ansteigt. Dieser Anstieg ist zu groß, um durch mögliche Unsicherheiten in der Temperatur allein erklärt werden zu können. Eine unvollständige Durchmischung der Ansaugluft und des im Zylinder verbleibenden Restgases würde zu einer Inhomogenität der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Zylinder führen und könnte damit zu einer

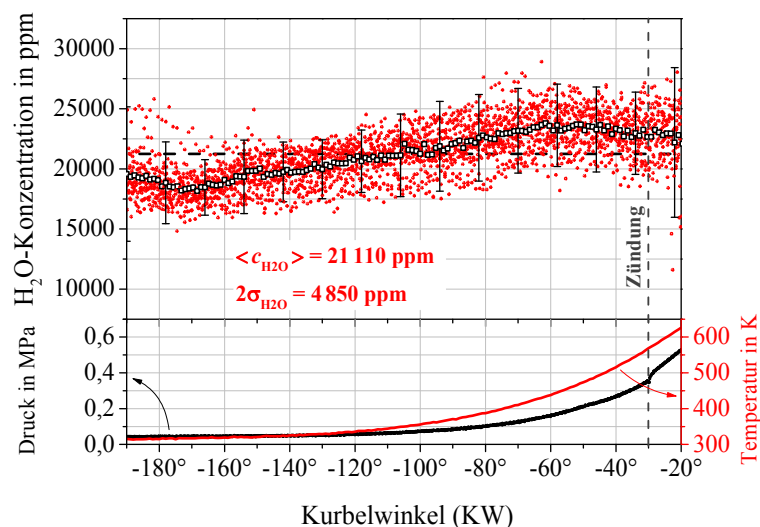


Abbildung 7.1:  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf im Kompressionstakt während 19 gefeuerter Motorzyklen (VCSEL bei 1370 nm). Es ergibt sich im Mittel eine deutlich erhöhte  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von 21 110 ppm im Vergleich zum geschleppten Betrieb.



Variation der gemessenen Konzentration führen. Zusätzlich könnte sich zum Zeitpunkt des drastischen Absinkens der Temperatur im Zylinder während der Expansions- und Ansaugphase kondensiertes Wasser auf den Zylinderwänden abgeschieden haben. Dieses Wasser würde durch die steigende Temperatur während der Kompression von den Wänden verdampfen.

Ab  $-20^\circ$  KW kommt es zu starken Störungen im TDLAS-Signal, da sich in diesem Moment vermutlich die Flammenfront (Zündung bei  $-30^\circ$  KW) auf Höhe des Sensors befindet und es zu schnellen Transmissions- und vor allem Hintergrundemissionsschwankungen durch die Verbrennung kommt, die deutlich schneller ablaufen als die Dauer einer TDLAS-Messung. Als Folge davon ist die Voraussetzung von gleichbleibender Transmission und Hintergrundemission während eines Scans nicht mehr gegeben und eine Auswertung nicht mehr möglich.

Der Verlauf der jeweils über den gesamten Kompressionstakt gemittelten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration für 200 aufeinander folgende Motorzyklen ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Im geschleppten Betrieb liegt die Konzentration zu Beginn mit  $(8100 \pm 690)$  ppm im Bereich der Feuchte der Umgebungsluft mit  $(7700 \pm 310)$  ppm. Deutlich zu sehen ist der steile Anstieg in der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration ab dem 41. Motorzyklus zu Beginn des gefeuerten Betriebs. Dabei ist zu beobachten, dass die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration während der Kompressionsphase nach dem ersten gefeuerten Motorzyklus deutlich niedriger ist als bei den folgenden Zyklen. Während der erste gefeuerte Zyklus eine mittlere  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von 18630 ppm aufweist, ergibt sich für die nachfolgenden 19 gefeuerten Zyklen eine mittlere  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration von  $\langle c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle = (21420 \pm 1820)$  ppm. Die niedrigere Konzentration im ersten gefeuerten Motorzyklus ist auf zwei Ursachen zurückzuführen. Erstens besteht die Ansaugluft beim ersten Motorzyklus noch aus einem Luft-Kraftstoffgemisch, das im Gegensatz zum Luft-Abgas-Kraftstoffgemisch der folgenden Motorzyklen eine niedrigere  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration besitzt. Zweitens erreicht der Motor noch nicht die ideale Betriebstemperatur und die Verbrennung läuft daher nicht ideal ab, so dass es zu einer unvollständigen Verbrennung und damit verbunden auch zu einer niedrigeren  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Abgas kommt.

Beim Übergang in den geschleppten Betrieb fällt die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration wieder ab. Jedoch ist in den ersten 10 geschleppten Motorzyklen nur ein langsamer Abfall in der Konzentration festzustellen, was zum einen auf einen verschleppten Austrag von Wasser durch Adsorption/Kondensation, zum anderen auf eine Verschleppung von Restgas allgemein hindeutet. Nach diesen 10 geschleppten Motorzyklen kann jedoch mit  $(7980 \pm 680)$  ppm wieder die Feuchte der Ansaugluft ermittelt werden. Die Verschleppung von Restgas wurde bereits von F. Galliot et al. an einem mit Propan-Luft-Gemisch betriebenen Einzylindermotor beobachtet [11]. Hier zeigte sich, dass nach Abschalten der Zündung erst nach etwa 11 Motorzyklen die Restgaskonzentration auf einen Wert von unter 1 % abgefallen war. Die Zahl der benötigten Motorzyklen konnte dabei mit dem Ansaugdruck korreliert werden. Je höher der Ansaugdruck, desto weniger Zyklen wurden benötigt, um die Restgaskonzentration deutlich zu senken.

Im weiteren Verlauf ist in Abbildung 7.2 noch zweimal der Übergang in den gefeuerten Betrieb zu sehen. Es zeigt sich ein sehr ähnliches Verhalten in der gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -



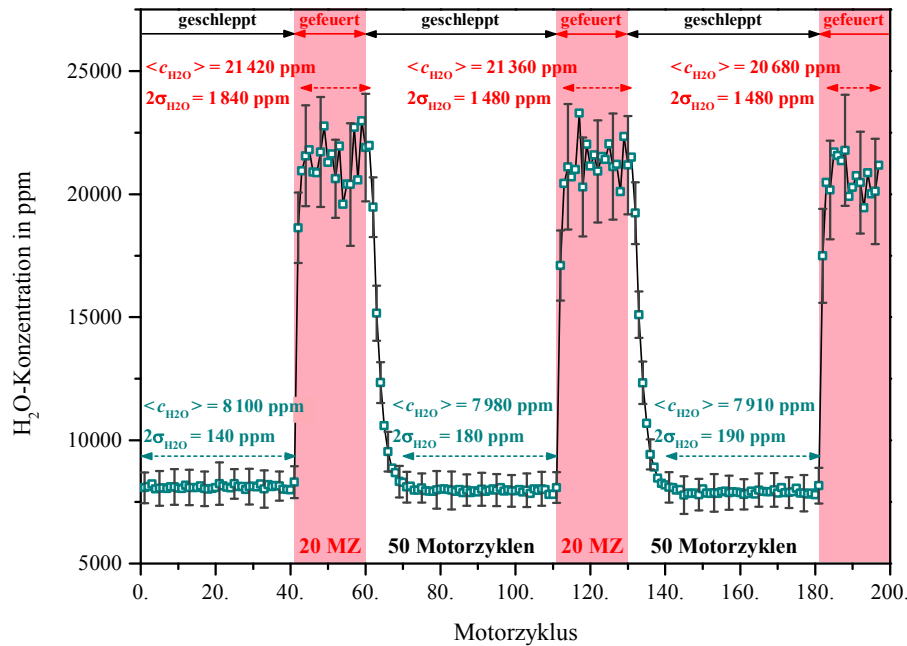


Abbildung 7.2: Messung der  $H_2O$ -Konzentration im Kompressionstakt im geschleppten und gefeuerten Betrieb (VCSEL bei 1370 nm). Die  $H_2O$ -Konzentration für die einzelnen Motorzyklen wurde über den Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-20^\circ$  KW gemittelt.

Konzentration wie bei den ersten 20 gefeuerten Zyklen. Im ersten Zyklus liegt die Konzentration immer auf einem etwas niedrigeren Niveau ( $\sim 18000$  ppm) als für die darauffolgenden Motorzyklen, bei denen die gemittelte  $H_2O$ -Konzentration in der Kompressionsphase bei etwa 21000 ppm liegt.

Um einen möglichen Einfluss des gemittelten Temperaturverlaufes zu vermeiden, wurde die Bestimmung der  $H_2O$ -Konzentration im Kompressionstakt ebenfalls mit den Daten des Spektrometers auf Basis des VCSEL bei 1392 nm durchgeführt. Dabei wurde aus den gemessenen Daten nicht nur die Temperatur extrahiert, sondern auch die  $H_2O$ -Konzentration, wodurch die Möglichkeit einer simultanen Temperatur- und  $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung zur Verfügung stand. Die  $H_2O$ -Konzentration wurde hierbei aus der Linienfläche der Linie bei  $7181,16 \text{ cm}^{-1}$  (Linie 2) bestimmt. Zusätzlich wurde die Auswertung um den KW-Bereich der Ansaugphase erweitert, da eine bessere Temperaturinformation verfügbar war. Die ermittelte  $H_2O$ -Konzentration aus den ersten 10 gefeuerten Motorzyklen im intermittierend gefeuerten Betrieb ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Zu Beginn der Ansaugphase liegt die Konzentration im Mittel bei 113250 ppm und fällt dann rasch durch die Vermischung mit Frischluft ab, so dass sie zum Beginn der Kompression bei etwa 20000 ppm liegt. Deutlich niedriger ist die Konzentration während des ersten gefeuerten Zyklus (14110 ppm), wie schon in den vorherigen Auswertungen und in Abbildung 7.2 beobachtet werden konnte. Im ersten gefeuerten Zyklus liegt die Konzentration im Mittel etwa 20 % niedriger als bei den darauffolgenden Motorzyklen. Über den gesamten Kompressionstakt von  $-190^\circ$  bis  $-20^\circ$  KW ergibt sich eine gemittelte Konzentration von  $(20990 \pm 1310)$  ppm ( $2\sigma = 2630$  ppm) in guter Übereinstimmung mit den Werten von  $(21420 \pm 1820)$  ppm, die sich bei der Auswertung mit

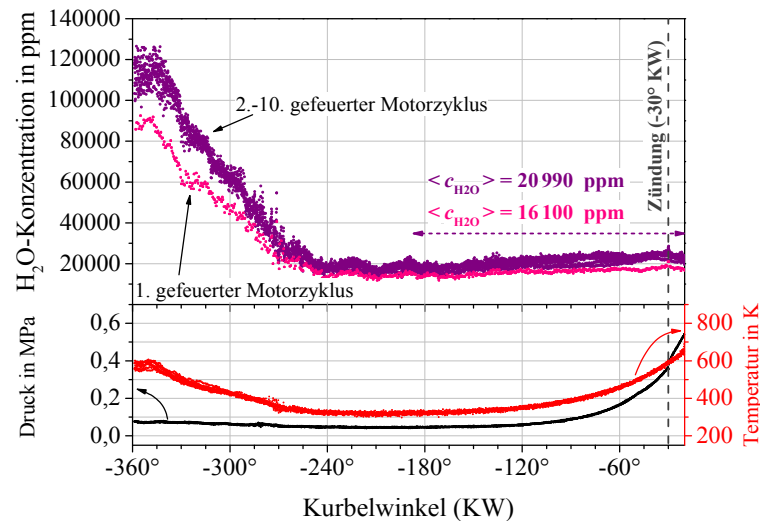


Abbildung 7.3:  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf im Ansaug- und Kompressionstakt während 10 gefeuerter Motorzyklen (VCSEL bei 1392 nm) und gleichzeitiger Bestimmung der Gastemperatur für jeden Einzelscan.

dem VCSEL bei 1370 nm ergaben. Die Messunsicherheit liegt in der Ansaug- und Kompressionsphase durch die simultane Bestimmung der Temperatur bei 6,2 %.

Auch bei dieser Messung kann eine steigende  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration während der Kompressionsphase beobachtet werden. Der Anstieg in der Konzentration liegt teilweise mit bis zu 22 % auf einem vergleichbaren Niveau, das bei den Messungen mit dem VCSEL bei 1370 nm bestimmt wurde (25 %). Da dieser Anstieg in der Konzentration mit zwei Spektrometern unabhängig voneinander gemessen wurde und bei der zweiten Messung die Temperatur für jeden einzelnen Scan ermittelt werden konnte, kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass es sich hier um eine tatsächlich auftretende Konzentrationsänderung handelt. Auslöser sind entweder eine Durchmischung von Restgas und Frischluft noch während der Kompressionsphase oder kondensiertes Wasser, das während der Kompression verdampft.

### 7.1.2 Ausstoßtakt

Wie im vorherigen Kapitel 6.3.2 gezeigt, verläuft die Verbrennung der einzelnen Motorzyklen sehr unterschiedlich (Abbildung 6.21, rechts). Daher wurde für die Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Bereich nach der Verbrennung der VCSEL bei 1392 nm verwendet und auch hier wurden aus den Messdaten sowohl die Temperatur als auch die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration extrahiert. Es wurde dabei nur der Ausstoßtakt ausgewertet, da während der Expansionsphase von einer starken Inhomogenität der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration auszugehen ist, deren Untersuchung mit einer integrativen Messung entlang der Absorptionsstrecke nur begrenzt aussagekräftig ist.

Der Verlauf der gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Ausstoßtakt von  $+180^\circ$  bis  $+360^\circ$  KW ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Wie schon für die Temperaturmessung beschränkt sich die

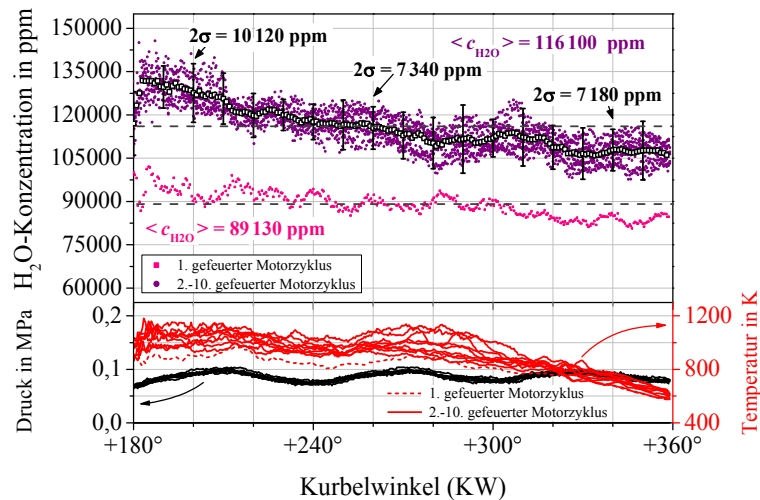


Abbildung 7.4: Verlauf der gemessenen  $H_2O$ -Konzentration über 10 aufeinanderfolgende Motorzyklen im Ausstoßtakt bei gefeuertem Betrieb (VCSEL bei 1392 nm). Im unteren Teil des Graphen sind die Druck- und Temperaturverläufe dargestellt.

Auswertung auf 10 Motorzyklen. Auch hier steht für die Berechnung der Linienbreite nur der Verbreiterungskoeffizient von Luft zur Verfügung. Wie bereits beim Luft-Abgas-Gemisch besteht selbst reines Abgas jedoch noch zu über 70 % aus  $N_2$  und die Verbreiterung durch den hohen  $H_2O$ -Anteil kann mit dem Selbstverbreiterungskoeffizienten berechnet werden. Die Verwendung des Luftverbreiterungskoeffizienten wurde auch in diesem Fall in der Unsicherheitsbetrachtung mit einer gesteigerten Unsicherheit in der Bestimmung der Linienfläche mit einbezogen.

Es ergibt sich für die Motorzyklen 2 bis 10 eine Konzentration zwischen 110000 und 130000 ppm, mit einem Mittelwert von  $(116100 \pm 10700)$  ppm ( $1\sigma = 8340$  ppm) bei einer Messunsicherheit von 9,2 %. Insgesamt betrachtet sinkt die Konzentration von Beginn bis zum Ende des Ausstoßtakts um 15 %. Die Verringerung in der gemessenen Konzentration kann zum einen auf eine Kondensation von Wasser an den Zylinderwänden zurückgeführt werden, zum anderen aber auch durch Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung verursacht werden. Eine Besonderheit stellt wiederum der erste Motorzyklus des gefeuerten Betriebs dar. In diesem Zyklus liegt die mittlere  $H_2O$ -Konzentration mit 89130 ppm deutlich niedriger als bei den nachfolgenden Zyklen, bedingt dadurch, dass noch nicht wie in den nachfolgenden Zyklen ein wasserreiches Luft-Abgas-Kraftstoffgemisch bereits in der Kompressionsphase vorliegt und durch eine unvollständige Verbrennung, in der nicht der komplette Kraftstoff umgesetzt werden kann. Dieser Sachverhalt konnte ebenfalls bei den Messungen im Kompressionstakt beobachtet werden. In Abbildung 7.2 liegt die  $H_2O$ -Konzentration nach dem ersten gefeuerten Zyklus mit durchschnittlich 17740 ppm signifikant niedriger als in den folgenden Zyklen (21150 ppm). Die gemessene niedrigere Konzentration im Kompressionstakt weist auf eine niedrigere  $H_2O$ -Konzentration im vorangegangenen Zyklus hin, die mit dieser Messung bestätigt werden konnte.

Den Übergang vom geschleppten in den gefeuerten Betrieb und dessen Einfluss auf die über den Ausstoßtakt gemittelte  $H_2O$ -Konzentration ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Zu Beginn im geschleppten Betrieb liegt die Konzentration mit durchschnittlich  $(6730 \pm 580)$  ppm wieder

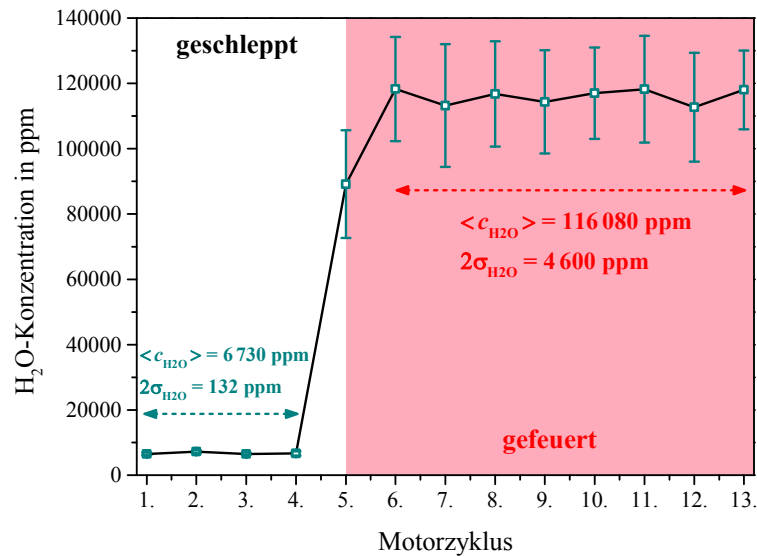


Abbildung 7.5: Änderung der gemessenen H<sub>2</sub>O-Konzentration, gemittelt über den Ausstoßtakt beim Übergang vom geschleppten in den gefeuerten Betrieb (VCSEL bei 1392 nm).

auf dem Niveau der Umgebungsluft ( $6\,900 \pm 300$ ) ppm. Im ersten gefeuerten Zyklus steigt die Konzentration stark auf einen Wert von 89 130 ppm an, bleibt aber noch unter dem Wert der nachfolgenden Zyklen von 116 080 ppm.

## 7.2 Inzylinder-CO-Konzentrationsbestimmung

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit geplanten Messungen der H<sub>2</sub>O-Konzentration wurde ebenfalls eine Erweiterung der Spektrometer auf eine für den Verbrennungsprozess interessante Gasspezies – Kohlenmonoxid (CO) – durchgeführt. Die Messung der CO-Konzentration erfolgte mit einem VCSEL bei 2365 nm. Da die CO-Konzentration in der Umgebungsluft vernachlässigbar gering ist (50 – 200 ppb), konnte der verfügbare Freistrahllaser ohne zusätzliche Spülung verwendet werden. Aufgrund der kurzen Messstrecke im Brennraum können erst CO-Konzentrationen größer als 1 000 ppm untersucht werden. Die CO-Konzentration erreicht diese Größenordnung erst nach der Verbrennung im Expansions- und Ausstoßtakt.

Im Folgenden wird zuerst die Linienselektion und Lasercharakterisierung beschrieben. Da CO-Untersuchungen mit diesem Laser schon an einer Biomassevergasungsanlage von P. Ortwein durchgeführt wurden [155], wird in diesem Teil nur auf die für innermotorische Messungen wichtigen Bereiche eingegangen. Im Anschluss erfolgt die Diskussion der durchgeführten Messungen der CO-Konzentration im Brennraum des Einzylindermotors am RSM.

### 7.2.1 Linienselektion zur CO-Konzentrationsbestimmung

Es wurde der Übergang  $P(8) 0 \rightarrow 2$  bei 2365,55 nm ( $4227,35 \text{ cm}^{-1}$ ) gewählt, der vor allem eine sehr gute Isolation gegenüber anderen Übergängen besitzt. In Abbildung 7.6 sind die

Spektren für verschiedene Temperaturen von 300–1200 K bei einem Druck von  $p = 0,1$  MPa dargestellt. Zusätzlich wurde bei Temperaturen ab 900 K auf die HITEMP2010-Datenbank [156] zurückgegriffen, die besonders für höhere Temperaturen ausgelegt ist und Übergänge enthält, die in HITRAN08 – ursprünglich für atmosphärische Anwendungen entwickelt – nicht enthalten sind. Die HITEMP-Datenbank ist im Moment auf fünf Spezies beschränkt ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{OH}$ ). Bei höherem Druck kann es zu einer Beeinflussung durch  $\text{CH}_4$ - oder  $\text{H}_2\text{O}$ -Übergänge kommen. Da die CO-Bestimmung vorrangig im Abgas bei Normaldruck stattfinden soll, sind die nachfolgend dargestellten Untersuchungen davon jedoch nicht betroffen.

### 7.2.2 VCSEL bei 2365 nm für den CO-Nachweis

Für eine ausführlichere Beschreibung der Charakterisierung des VCSEL bei 2365 nm wird auf die Dissertation von P. Ortwein verwiesen [155], aus der in dieser Arbeit nur die wichtigsten Parameter zusammengefasst werden, zumal die Eigenschaften des Lasers denen der bereits ausführlich charakterisierten VCSEL bei 1370 nm und 1392 nm sehr ähneln. Die maximale optische Leistung des VCSEL bei 2365 nm liegt bei 0,5 mW, der Stromabstimmkoeffizient bei  $dv/dI = 2,2 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$  und die maximale Abstimmtiefe bei  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich die dynamische Abstimmung bei Modulationsfrequenzen bis 10 kHz untersucht. Die Abstimmtiefe fällt dabei deutlich stärker mit steigender Modulationsfrequenz als bei den beiden anderen VCSEL. Bei einer Modulationsfrequenz von 10 kHz verkleinert sich der erfassbare Spektralbereich auf  $5,2 \text{ cm}^{-1}$ . Dadurch ergibt sich ein Verlust von knapp 48 % in der Abstimmtiefe bei Erhöhung der Modulationsfrequenz von 140 Hz auf 10 kHz. Im Vergleich ergab sich bei den VCSEL bei  $1,4 \mu\text{m}$  nur ein Verlust von 9 bzw. 10 %. Der Verlust

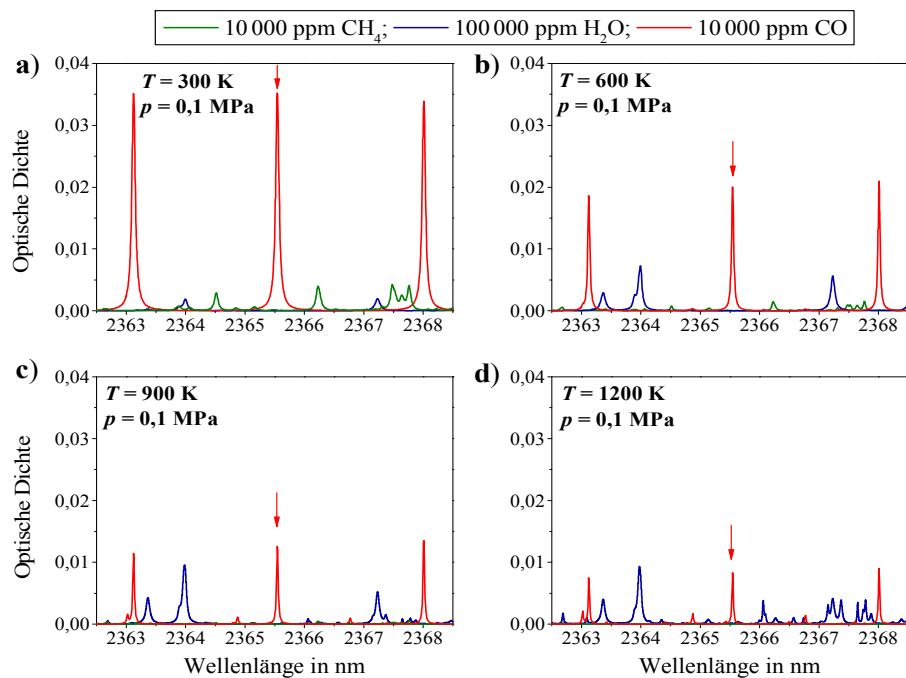


Abbildung 7.6: Simulierte Absorptionsspektren für den Bereich um 2365 nm ( $L = 10$  cm) mit HITRAN08-/HITEMP-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wurde der Übergang bei 2365,55 nm.

ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass der VCSEL noch in einer frühen Phase der Entwicklung beschafft wurde und somit noch Einschränkungen in der Abstimmbarkeit besitzt. Nichtsdestotrotz ist die Abstimmtiefe immer noch mindestens um den Faktor 3 größer als bei vergleichbaren DFB-DL.

### 7.2.3 Inzylinder-CO-Nachweis im Ausstoßtakt

Da eine parallele Temperaturmessung durch das Fehlen eines zweiten DAQ-Systems nicht möglich war, wurde ein mittlerer Temperaturverlauf aus den 10 gemessenen Temperaturverläufen bei gefeuertem Betrieb (siehe Abbildung 6.17) ermittelt. Dieser Verlauf kann allerdings nur als Näherung angesehen werden. Die Messergebnisse weisen deshalb eine sehr hohe Unsicherheit auf, da die tatsächliche Temperatur aufgrund der unterschiedlichen Brennverläufe im gefeuerten Betrieb stark von der gemittelten Temperatur abweichen kann. Genauere Ergebnisse können nur mit einer zeitgleich durchgeführten Temperaturmessung erreicht werden oder mit einer über die Motorzyklen stabileren Verbrennung, wie sie im konstant gefeuerten Betrieb zu erwarten ist.

Zwei gemessene Absorptionsprofile bei +220° bzw. +350° KW mit einer Zeitauflösung von 100  $\mu$ s ( $f_{\text{mod}} = 10$  kHz) sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Die Breite der Linien ist, wie in den anderen Messungen auch, aus Druck, Temperatur und den HITRAN08-Liniendaten berechnet. Allerdings wurde hier nicht der Fremdverbreiterungskoeffizient aus HITRAN08 verwendet, da dieser nur für reine Luftgemische gilt. Stattdessen wurde mit den von P. Ortwein bestimmten Fremdverbreiterungskoeffizienten von CO mit N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O und CO<sub>2</sub> [155] der für typische Abgaszusammensetzungen (Abbildung 2.3) entsprechende Fremdverbreiterungskoeffizient berechnet. Dieser ergibt sich zu 0,0641 cm<sup>-1</sup>/atm im Vergleich zu dem in HITRAN08 für Luft angegebenen Wert von 0,0599 cm<sup>-1</sup>/atm. Aufgrund der schwachen Absorption wird die Linienposition ebenfalls druckabhängig nachgeführt. Es ergeben sich im Mittel optische Auflösungen von  $1,46 \cdot 10^{-3}$  OD (Minimum:  $9,99 \cdot 10^{-4}$  OD, Maximum:  $3,93 \cdot 10^{-3}$  OD) und dem entsprechenden SNR im Mittel von 12 (Minimum: 8, Maximum: 18). Aus diesen Werten kann

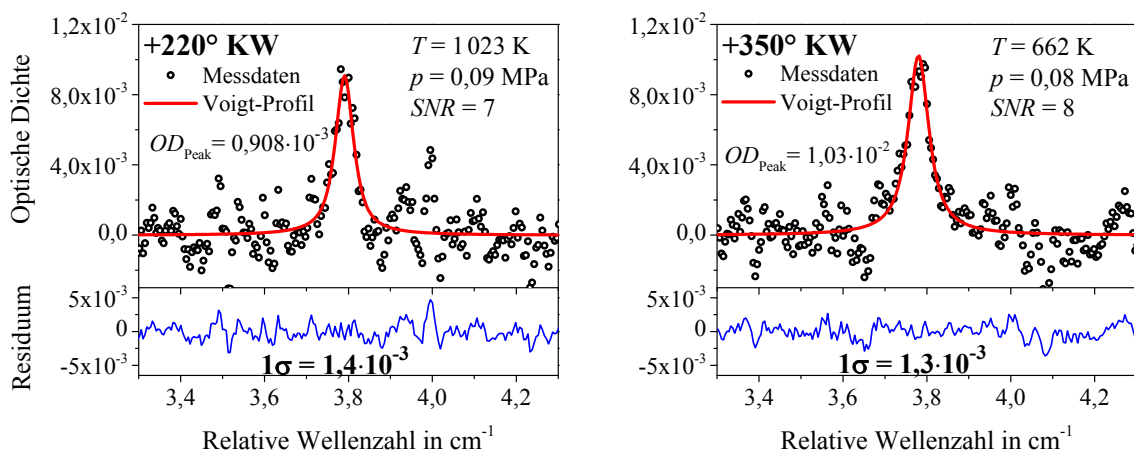


Abbildung 7.7: Ungemittelte Spektren der CO-Messung beim Beginn (+220° KW) und gegen Ende des Ausstoßtakts (+350° KW).

die durchschnittliche Detektionsgrenze ( $1\sigma$ ) zu 775 ppm berechnet werden.

Der Verlauf der gemessenen CO-Konzentration im Ausstoßtakt während eines Motorzyklus ist in Abbildung 7.8 zu sehen. Es ergibt sich im Mittel eine CO-Konzentration von  $(9260 \pm 1300)$  ppm mit einer zweifachen Standardabweichung von 3560 ppm. Die Unsicherheit in der CO-Konzentration liegt bei 15 % und ist vorrangig durch die große Messunsicherheit von  $u_{\text{rel}} = \pm 100$  K in der Gastemperatur gekennzeichnet (Kapitel 9.1). Insgesamt ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Zyklen in der über den Ausstoßtakt gemittelten CO-Konzentration. Abbildung 7.9 zeigt den über den Ausstoßtakt gemittelten CO-Konzentrationsverlauf über 47 Motorzyklen. Während der ersten 19 Zyklen läuft der Motor im geschleppten Betrieb und die CO-Konzentration liegt weit unterhalb der Detektionsgrenze. Im gefeuerten Betrieb steigt die Konzentration nach wenigen Zyklen im Mittel auf einen Wert um 9300 ppm an und entspricht damit dem in einer typischen Verbrennung erwarteten Wert von 9000 ppm (Abbildung 2.3). Im Einzelnen liegt die CO-Konzentration zwischen 6920 und 12440 ppm. Die Spannbreite der Werte hängt zum einen mit den unterschiedlichen Brennverläufen und den damit verbundenen unterschiedlich entstehenden Mengen an CO zusammen, zum anderen jedoch auch mit der großen Unsicherheit in der Temperatur, da nur ein gemittelter Temperaturverlauf des gefeuerten Betriebs zur Verfügung stand.

Nach den gefeuerten Motorzyklen fällt die Konzentration steil ab, liegt jedoch innerhalb der nächsten vier Zyklen noch deutlich über dem typischen Wert für den geschleppten Betrieb. Dieses Verhalten deutet wie schon bei der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration (siehe Kapitel 7.1) auf den Verbleib von Restgas im Zylinder hin.

Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, dass auch die Bestimmung der innermotorischen CO-Konzentration mit der TDLAS-Messtechnik und den zur Verfügung stehenden Lasern möglich ist. Neben der in den letzten Jahren fortschreitenden Entwicklung

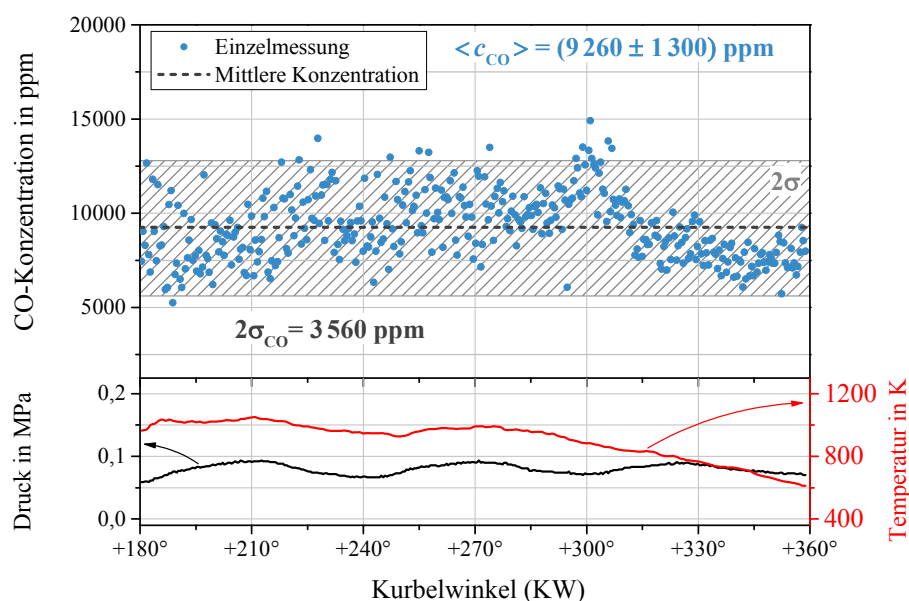


Abbildung 7.8: Messung der CO-Konzentration im Ausstoßtakt im gefeuerten Betrieb während eines Motorzyklus. Der Temperaturverlauf wurde aus vorherigen Messungen übernommen.



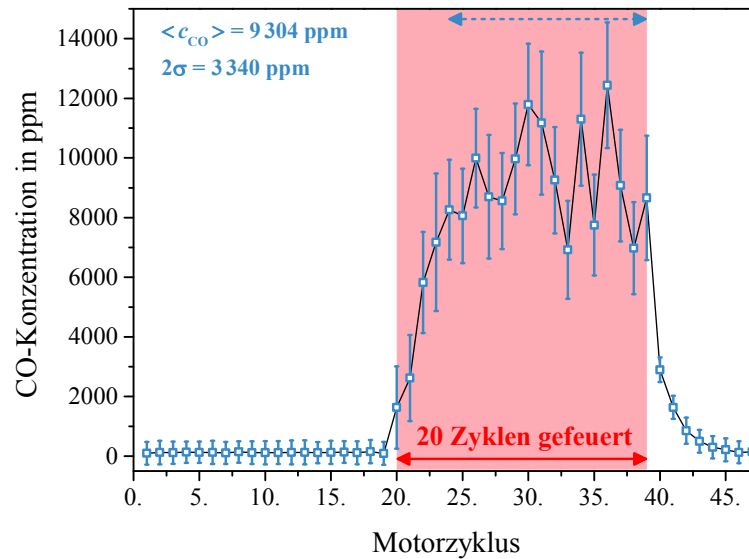


Abbildung 7.9: Messung der CO-Konzentration im Ausstoßtakt im geschleppten und gefeuerten Betrieb. Die CO-Konzentration für die einzelnen Motorzyklen wurde über den Bereich von  $+180^\circ$  bis  $+360^\circ$  KW gemittelt. Temperaturen wurden aus vorherigen Messungen angenommen.

der Anwendung der Absorptionsspektroskopie zur Untersuchung im Abgastrakt [157,158] oder Verbrennungsanlagen [159] konnte jetzt in dieser Arbeit zum ersten Mal ein innermotorischer Nachweis der CO-Konzentration auf Basis der Absorptionsspektroskopie erbracht werden. Gerade durch die Kalibrationsfreiheit und den Nachweis absoluter Konzentrationswerte kann diese Technik viele Vorteile bei innermotorischen Untersuchungen liefern.



## 8 In-situ-Messungen an einem Serienmotor

Der BMW-Serienmotor, der am Institut für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) an der Universität Duisburg-Essen für Messungen zur Verfügung stand, wurde speziell für optische Messverfahren modifiziert und besitzt, wie in Kapitel 4.4.2 beschrieben, mehrere zusätzliche Zugänge zum Brennraum. Der Vierzylinder-Reihenmotor hat einen Hubraum von  $1995\text{ cm}^3$  (Bohrung: 84 mm, Hub: 90 mm, Verdichtungsverhältnis:  $\varepsilon = 10$ ) und bietet den Vorteil, im Gegensatz zum Einzylinderforschungsmotor unter thermodynamisch realistischeren Motorbedingungen messen zu können. Außerdem liegen für diesen Motor spezielle Simulationsmodelle vor, die die Berechnung der AGR-Rate und der Gastemperatur ermöglichen. Allen Vorteilen gegenüber steht der Nachteil, dass nur kleine optische Zugänge zum Brennraum zur Verfügung stehen, die in erster Linie nicht für eine Line-of-Sight-Methode geeignet sind. Die Entwicklung einer faseroptischen Schnittstelle unterlag somit dementsprechend hohen Anforderungen. Trotz dieser gesteigerten Anforderungen konnte eine Schnittstelle entwickelt werden, die unter Ausnutzung eines optischen Zuganges und der Indizierbohrung die Ein- und Auskopplung des Laserlichts in den Motor sowie das Durchstrahlen des Brennraums ermöglicht (siehe Kapitel 4.4.2). Allerdings konnten mit diesem Sensor-Design aufgrund der hohen optischen Verluste nur Messungen mit dem DFB-DL durchgeführt werden. Eine weitere Einschränkung im Vergleich zum Einzylindermotor liegt in der Wahl der Betriebspunkte. Diese werden maßgeblich durch das verbaute Seriensteuergerät vorgegeben und können nur durch Wahl der Motordrehzahl und der Last variiert werden. Wichtige Motorparameter wie Einlassspreizung, Auslassspreizung, Ventilhub usw. können nur ausgelesen, nicht aber aktiv gesteuert werden. Eine gezielte Steuerung der AGR-Rate beispielsweise über die Variation des Öffnungszeitpunkts des Auslassventils ist somit nicht möglich.

In diesem Kapitel wird zuerst auf die Berechnung der AGR-Rate mittels zweier Simulationsmodelle und die Umrechnung zwischen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und AGR-Rate eingegangen. Anschließend werden die durchgeführten Messungen im gefeuerten Betrieb diskutiert. Durch die Wahl geeigneter Betriebspunkte konnte die AGR-Rate variiert und die gemessenen Werte mit den berechneten Werten der beiden Simulationsmodelle verglichen werden.

## 8.1 Modellrechnungen

Die mittels TDLAS gemessene  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration ist für die Motorenentwicklung nur schwer einzuschätzen und muss daher in eine motorische Kenngröße, die AGR-Rate, umgerechnet werden. Aus diesem Grund wurde von C. Meffert am IVG eine Umrechnungsvorschrift zwischen AGR-Rate und  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration entwickelt. Die brennstoffbezogenen Massenanteile des Abgases werden über die Kraftstoffzusammensetzung für Kraftstoffe aus n-Heptan und Isooctan über die Luftzahl  $\lambda$  berechnet. Über die Feuchte der Ansaugluft lässt sich damit aus der gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration die AGR-Rate bestimmen oder die theoretische, im Brennraum vorliegende  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei bekannter AGR-Rate berechnen.

Die Berechnung der AGR-Rate ist mit zwei unterschiedlichen Modellen an diesem Motor möglich. Zum einen steht aus dem Forschungsvorhaben „Entwicklung eines allgemeingültigen Restgasmodells für Verbrennungsmotoren“ der Forschungsvereinigung Verbrennungsmotoren (FVV) [160] ein Restgasmodell zur Verfügung, zum anderen wurde am IVG ein 1D-Ladungswechselmodell entwickelt, welches neben der AGR-Rate auch die Gastemperatur im Zylinder liefern kann. Die Entwicklung dieser Modelle war nicht Teil dieser Arbeit, zum besseren Verständnis wird aber im Folgenden kurz auf deren Vorgehensweise und Anforderungen eingegangen.

Sogenannte nulldimensionale Modelle zur Berechnung des Restgasgehalts wurden über die Jahre mit verschiedenen Ansätzen beispielsweise von Müller-Bertling [161], Heywood [162] und Reitz [163] entwickelt. Alle diese Ansätze beachteten jedoch entweder keine Strömungseinflüsse oder benötigten eine aufwendig motorspezifische Kalibrierung durch Messung der HC-Emissionen. Daher wurde das oben erwähnte Forschungsvorhaben von der AiF (Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen) gefördert, um ein weiteres motorunabhängiges nulldimensionales Modell zur Berechnung der AGR-Rate unter Berücksichtigung von Strömungseinflüssen zu entwickeln. Das daraus hervorgegangene „Allgemeine Restgasmodell“ erlaubt die Bestimmung der tatsächlichen im Brennraum verbleibenden Restgasmenge, ausgehend von der im Zylinder verbleibenden Restgasmasse zum Zeitpunkt „Einlass öffnet“ (EÖ) unter Berücksichtigung zweier Korrekturterme zur Behandlung von Strömungseinflüssen. Die bei EÖ im Zylinder verbliebene Restgasmasse  $m_{\text{Rest0}}$  kann wie folgt aus Abgasdruck  $p_{\text{Abgas}}$  und -temperatur  $T_{\text{Abgas}}$  im Abgaskrümmen, dem Zylindervolumen  $V_z(\text{EÖ})$  zum Zeitpunkt EÖ und der als konstant angenommenen spezifischen Gaskonstante  $R = 292 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  berechnet werden:

$$m_{\text{Rest0}} = \frac{p_{\text{Abgas}}}{R \cdot T_{\text{Abgas}}} \cdot V_z(\text{EÖ}). \quad \text{Gleichung 8.1}$$

Es folgen zwei Korrekturterme  $m_{\text{RestV}}$  und  $m_{\text{Restp}}$  zum einen zur Korrektur der Restgasmenge durch Volumenänderung, verursacht durch die Kolbenbewegung, für die die Durchflussbeiwerte der Ein- und Auslassventile notwendig sind, und zum anderen zur Korrektur der Druckunterschiede zwischen Ein- und Auslass. Beide Korrekturterme müssen nur für den Zeitraum zwischen EÖ und AS („Auslass schließt“) beachtet werden, so dass sich die im Zylinder verbleibende Restgasmasse ergibt zu:

$$m_{\text{Rest}} = m_{\text{Rest0}} + m_{\text{RestV}} + m_{\text{Restp}}. \quad \text{Gleichung 8.2}$$

Die genaue Berechnung der beiden Korrekturterme kann im Bericht zum erwähnten Forschungsvorhaben nachgelesen werden [160].

Zusätzlich zum „Allgemeinen Restgasmodell“ ist für den BMW-Serienmotor ein 1D-Ladungswechselmodell am IVG verfügbar. Bei diesem Modell handelt es sich um ein sogenanntes TPA-Modell (Three Pressure Analysis). Mit Eingangsgrößen wie Ansaugdruck, Abgasdruck, Zylinderdruck und Ventilsteuerzeiten lassen sich hiermit z. B. AGR-Rate, Zylindertemperatur und Brennrate berechnen. Besonders die Gastemperatur im Zylinder ist für die TDLAS-Messung wichtig, da diese, wie bereits beschrieben, für den gefeuerten Betrieb, je nach AGR-Rate, nur schwer abgeschätzt werden kann. Bei dem 1D-Ladungswechselmodell wird der Motor als eine Verschaltung instationär durchströmter Elemente wie Drosselstellen, Behälter, Wärmetauscher etc. abgebildet. Räumliche Inhomogenität im Zylinder kann dabei allerdings nicht berechnet werden. Auch kann das Modell eine direkte Messung des Restgasgehaltes nicht ersetzen, sondern ist nur als Anhaltspunkt für die gemessenen Werte anzusehen.

## 8.2 Inzylinder-H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung

Der BMW-Serienmotor verfügt nicht über die Möglichkeit einer externen Abgasrückführung (siehe Kapitel 2.1.3). Auch ein direkter Eingriff auf die Ventilsteuerzeiten zur Regelung der internen AGR ist aufgrund des verbauten Seriensteuergeräts nicht möglich. Deshalb wurden für die gefeuerten Messungen am Serienmotor verschiedene Variationen von Last und Drehzahlen ausgewählt, um eine Variation in der AGR-Rate zu induzieren. Diese Betriebspunkte (BP 1 bis 7) sind in Abbildung 8.1 zusammen mit dem Drehmoment  $M$  von Motor und Bremse eingezeichnet.

Da die vorhandene Motorbremse, wie in Abbildung 8.1 zu sehen, nicht in der Lage ist, das maximal abgegebene Drehmoment des Serienmotors aufzunehmen, ergibt sich eine Einschränkung des verwendbaren Kennfeldbereiches. Innerhalb dieses Bereiches wurden Variationen der Last bei konstanter Drehzahl (BP 1–4) und Variationen der Drehzahl bei

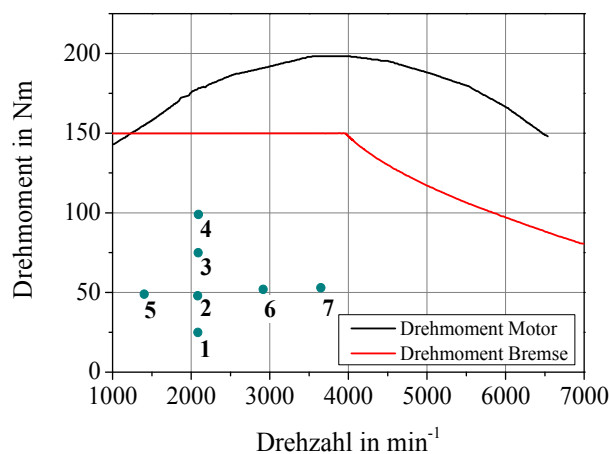


Abbildung 8.1: Drehzahlabhängiges Drehmoment von BMW-Serienmotor und Bremse sowie die ausgewählten Betriebspunkte BP 1–7 [164].

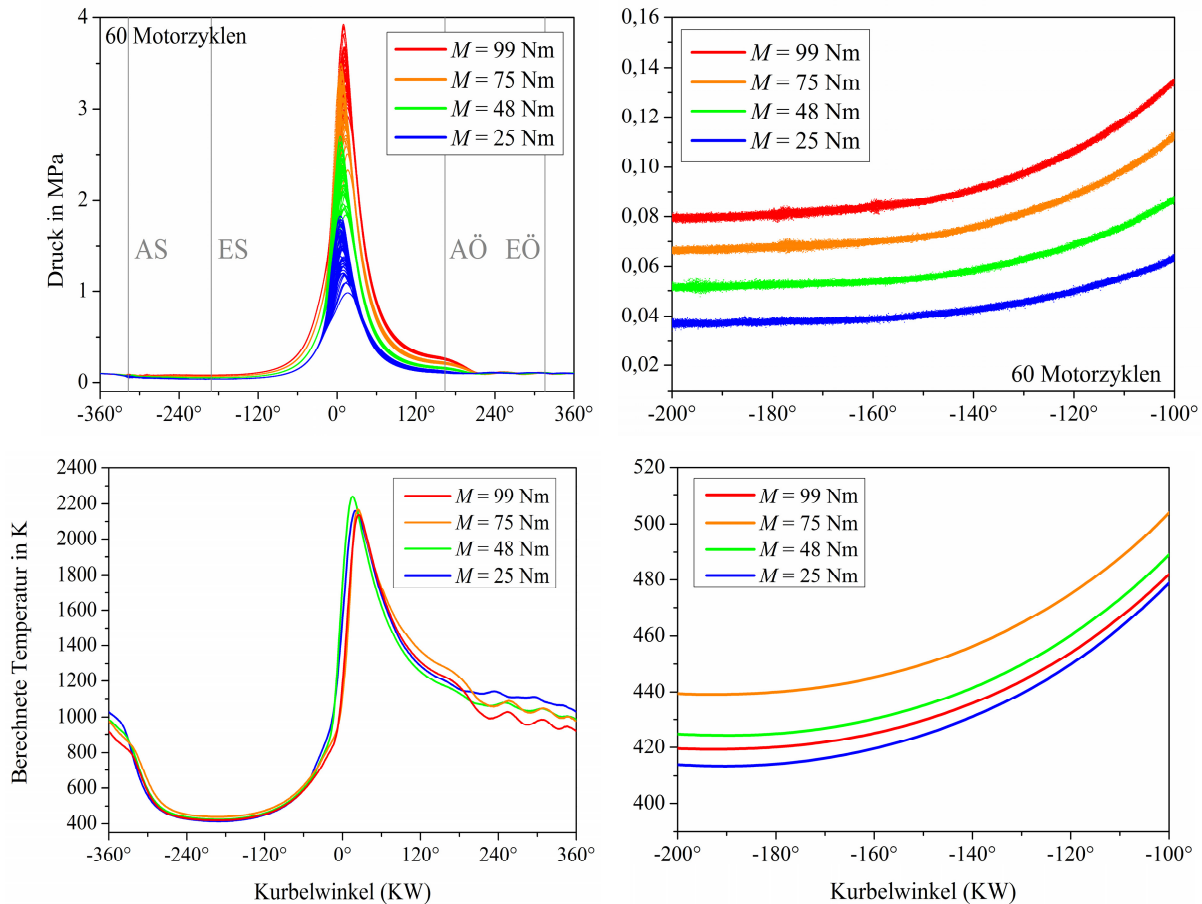


Abbildung 8.2: Druck- (oben) und Temperaturverlauf (unten) bei Variation der Last. Auf der rechten Seite ist jeweils eine detailliertere Ansicht auf den untersuchten Bereich von  $-190^\circ$  bis  $-100^\circ$  KW zu sehen.

konstanter Last (BP 2 und 5–7) durchgeführt. Drehzahl, Drehmoment und die Ventilüberschneidung der Betriebspunkte sind der folgenden Tabelle 8.1 zu entnehmen.

Die gemessenen Druckverläufe über 60 Motorzyklen für die Betriebspunkte 1–4 (Last-Variation) sind in Abbildung 8.2 (oben) gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung sind die mit dem 1D-Ladungswechselmodell berechneten Temperaturverläufe für diese Betriebspunkte und einen ausgewählten Motorzyklus aufgetragen. Auf der linken Seite sind jeweils die Verläufe für den kompletten Motorzyklus zu sehen. Die rechte Seite zeigt eine vergrößerte Darstellung des später untersuchten Bereichs von  $-190^\circ$  bis  $-100^\circ$  KW. Außerdem sind beispielhaft die Ventilsteuerezeiten, gekennzeichnet mit AS, AÖ, ES und EÖ, nach der bereits eingeführten Notation für Betriebspunkt 2 eingezeichnet.

Tabelle 8.1: Übersicht über die Betriebspunkte des Serienmotors bei Last- und Drehzahlvariation.

Betriebspunkt	1	2	3	4	5	6	7
Drehzahl in $\text{min}^{-1}$	2085	2083	2089	2092	1403	2916	3649
Drehmoment $M$ in Nm	25	48	75	99	49	52	53
Ventilüberschneidung in KW	$76^\circ$	$91^\circ$	$98^\circ$	$97^\circ$	$85^\circ$	$98^\circ$	$95^\circ$

Bei höherer Last steigt sowohl der Maximaldruck als auch der Druck in der Kompressionsphase. Zeitgleich ergeben sich Unterschiede in der berechneten Gastemperatur. Die Durchschnittstemperatur bei der Last-Variation zu Beginn der Kompression ( $-180^\circ$  KW) liegt bei 425 K. Die Öltemperatur des Motors liegt nach mehreren Minuten im gefeuerten Betrieb konstant bei etwa 373 K. In Kombination mit den erwarteten AGR-Raten und Abgastemperaturen von 692 bis 978 K liefert das 1D-Ladungswechselmodell realistische Temperaturwerte, die jedoch nicht validiert werden können.

Auch bei den Messungen am Serienmotor ist anhand der Schwankungen der Druckverläufe innerhalb der einzelnen Betriebspunkte von einer Variation des Brennverlaufs von Zyklus zu Zyklus auszugehen. Aufgrund des zu großen Berechnungsaufwandes wurde aber bei jedem Betriebspunkt die Temperatur nur für einen einzelnen Zyklus berechnet. Allerdings zeigt sich, dass der Temperaturverlauf in der Kompressionsphase, wie auch bei den Messungen zur ZLT am RSM beobachtet, nur in sehr geringem Maße von der vorangegangenen Verbrennung beeinflusst wird. Selbst bei unterschiedlichen Betriebspunkten variiert die berechnete Temperatur bei  $-180^\circ$  KW nur in einem Bereich von 414 K (BP 1) bis 440 K (BP 3). Daher kann der berechnete Temperaturverlauf aus jeweils einem Zyklus des entsprechenden Betriebspunktes für die Auswertung der TDLAS-Messung für alle aufgenommenen Motorzyklen dieses Betriebspunktes verwendet werden.

Im gefeuerten Betrieb konnte der entwickelte Sensor (vgl. Kapitel 4.4.2) über mehrere Stunden ohne größere Verluste der Transmissionseffizienz betrieben werden. Während der kompletten Messzeit von zwei Tagen wurden weder die Fenster noch das Streutarget gereinigt, so dass sich der Sensor im entwickelten Design auch problemlos für längere Messzeiten eignet. Die Einsatzdauer hängt aber mit dem verwendeten Kraftstoff, in diesem Fall reines Isooktan (Oktanzahl 100), und mit den gewählten Betriebspunkten zusammen.

Auch wenn der Sensor über mehrere Stunden betrieben werden konnte, war in bestimmten Abschnitten des Motorzyklus das TDLAS-Signal soweit gestört, dass eine Auswertung in diesem Bereich mit der gewählten Konfiguration nicht möglich ist (siehe Abbildung 8.3). Dazu zählt vorrangig der Bereich nach der Zündung (ab etwa  $-50^\circ$  KW), in dem es zu einer

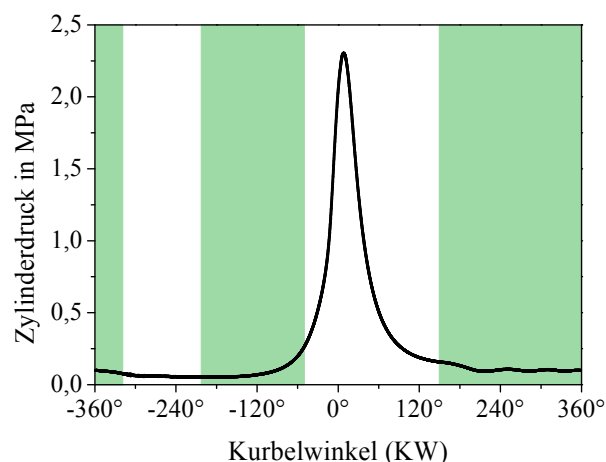


Abbildung 8.3: Übersicht über die TDLAS-Signalqualität während des gefeuerten Betriebs des Serienmotors. In den grün hinterlegten Bereichen ist eine ausreichende Signalqualität vorhanden.



starken Signalstörung bzw. Detektorsättigung durch das bei der Verbrennung emittierte Licht kam. In diesem Bereich läuft der Prozess sehr schnell ab, so dass Transmissionsschwankungen und Hintergrundemission während der Messzeit nicht mehr als konstant angesehen werden können. Zudem ist zu diesem Zeitpunkt von einer absolut inhomogenen Gaszusammensetzung und Temperatur im Brennraum auszugehen. Erst ab etwa 150° KW verschwinden diese Störungen und die Messungen können bis zum Ende des Motorzyklus ausgewertet werden. Aber auch im Ansaugtakt von –320° bis –200° KW treten deutliche Störungen auf, die möglicherweise auf Vibrationen des Streutargets oder Turbulenzen beim Öffnen der Einlassventile und dem damit verbundenen Einströmen von Luft zurückzuführen sind.

Beispielhaft sind in Abbildung 8.4 zwei ungemittelte  $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionspektren während des gefeuerten Betriebs (BP 2, 2083  $\text{min}^{-1}$ , Last: 48 Nm) bei –180° und –100° KW gezeigt. Größere optische Störungen durch das plane Fenster in der Empfangseinheit sind nicht zu erkennen. Die angepassten Voigt-Profile mit berechneter Breite passen sehr gut zu den gemessenen Daten. Mit einem SNR von über 50 bzw. einer optischen Auflösung um  $1,9 \cdot 10^{-3}$  OD ergibt sich eine Detektionsgrenze von etwa 740 ppm. Für die hier gezeigten gefeuerten Messungen wurde nur der Bereich von –190° bis –100° KW betrachtet, da je nach Betriebspunkt der Druck in diesem Bereich nicht höher als 0,15 MPa lag und somit die Bestimmung des Basislinien-Polynoms problemlos möglich war. Auch wurde ein Großteil der Messungen mit einer Zeitauflösung von 4 kHz aufgenommen, um einen größeren Spektralbereich zu erfassen. Hierdurch ist die Einsetzbarkeit jedoch im späteren Verlauf des Kompressionstakts begrenzt. Eine genaue Beschreibung der Einschränkungen des DFB-DL ist in Kapitel 5.2.1 aufgeführt.

In Abbildung 8.5 ist der Verlauf der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im gefeuerten Betrieb für 60 Motorzyklen mit einer Kurbelwinkelauflösung von 2–5° KW für verschiedene Drehzahlen dargestellt. Dabei wurde die aus dem 1D-Ladungswechselmodell berechnete Temperatur eines Motorzyklus für die Auswertung aller weiteren Motorzyklen bei diesem Betriebspunkt verwendet. Gegenüber der Feuchte der Ansaugluft (8500 ppm) ergeben sich aufgrund der AGR deutlich erhöhte  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen im Brennraum zwischen 20 000 und 50 000 ppm. Auch hier wird eine konstante Konzentration über den Kompressionstakt ermittelt. Ebenfalls

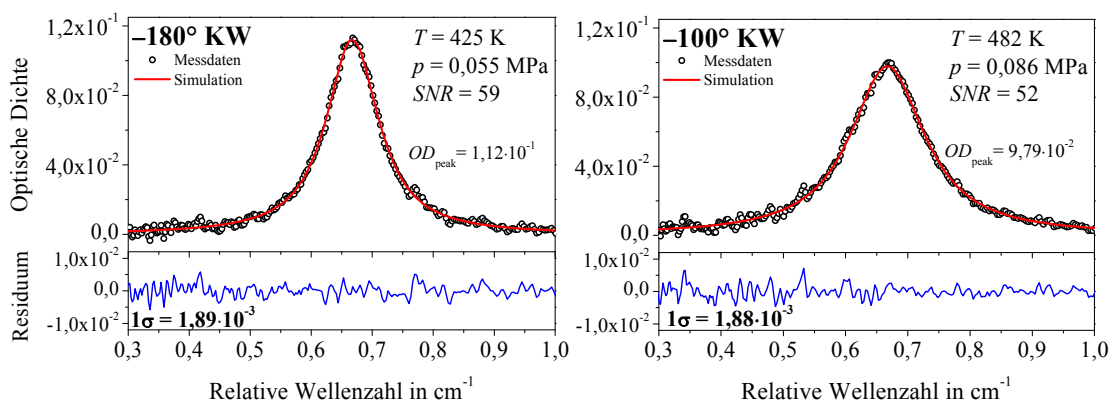


Abbildung 8.4: Ungemittelte Absorptionsprofile, gemessen im gefeuerten Betrieb des Serienmotors bei –180° und –100° KW bei einer Modulationsfrequenz von  $f_{\text{mod}} = 10 \text{ kHz}$  ( $\Delta t = 100 \text{ } \mu\text{s}$ ).

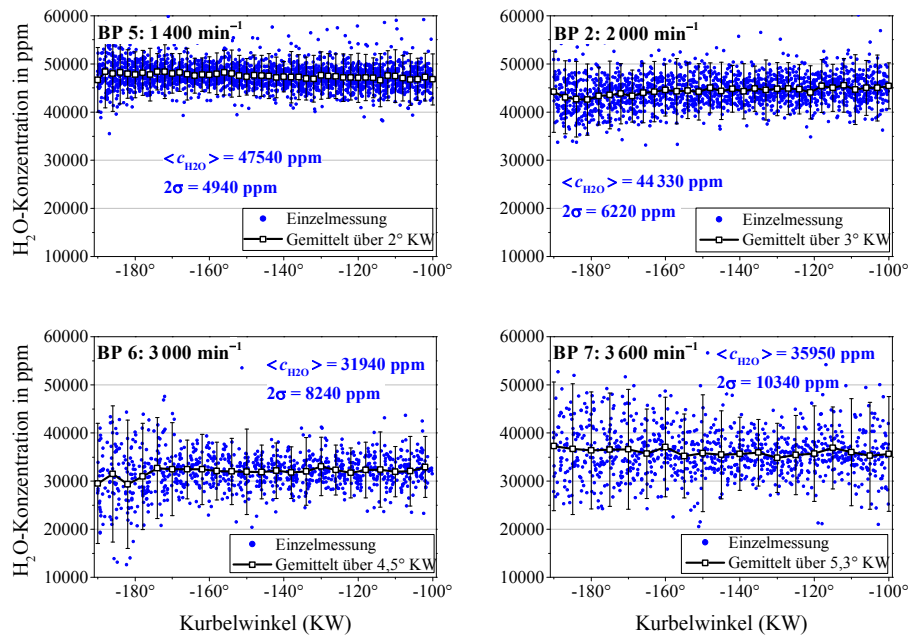


Abbildung 8.5: Verlauf der  $H_2O$ -Konzentration bei vier verschiedenen Drehzahlen während des Kompressionstakts (jeweils 50 Motorzyklen).

erkennbar ist die zunehmende Fluktuationsbreite der Konzentration bei steigender Drehzahl. Als Ursache sind Störungen des TDLAS-Systems durch die schnellen Änderungen der Umgebungsbedingungen während einer Messung möglich, da diese direkt mit der Drehzahl korrelieren. Ebenso könnte aber bei höheren Drehzahlen eine schlechtere Mischung von Restgas und Frischluft erfolgen, die zu einer inhomogenen Verteilung im Brennraum führen und gleichzeitig zur größeren Streubreite in der gemessenen Konzentration beitragen würden.

Für den BMW-Serienmotor konnte ein direkter Vergleich zwischen den TDLAS-Messungen und den Daten aus den beiden Modellrechnungen (Kapitel 8.1) erfolgen. Die berechneten AGR-Raten sowohl aus dem „Allgemeinen Restgasmodell“ als auch aus dem 1D-Modell für die untersuchten Betriebspunkte sind in Abbildung 8.6 dargestellt. Auf der linken Seite sind die berechneten AGR-Raten bei der Last-Variation zu sehen, auf der rechten Seite bei der

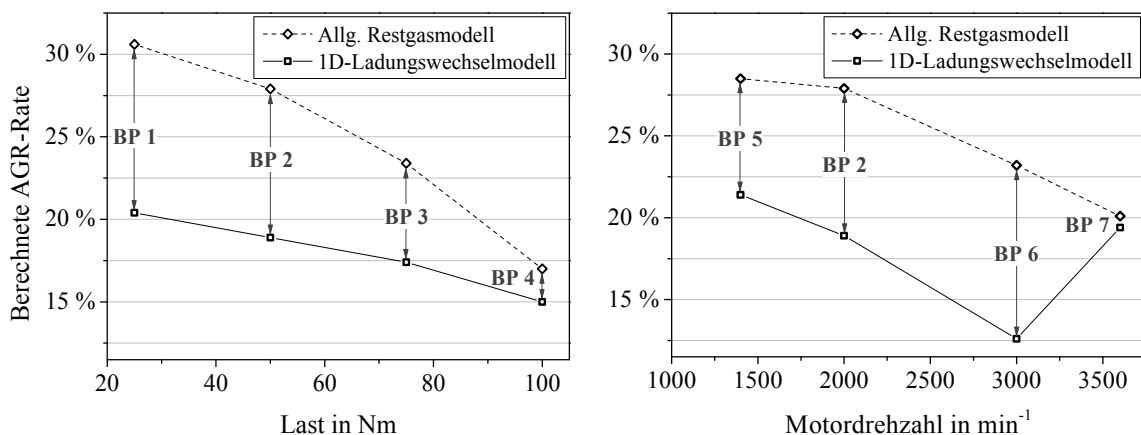


Abbildung 8.6: Mit den beiden Simulationsmodellen berechnete AGR-Rate für die Betriebspunkte 1–4 (Last-Variation) und Betriebspunkte 2, 5–7 (Drehzahlvariation).

Drehzahl-Variation. Da die AGR zumeist im niederen Teillastbereich bei niedrigeren Drehzahlen eingesetzt wird, senkt das Motorsteuergerät wie erwartet die AGR-Rate beim Betrieb von höheren Lasten oder höheren Drehzahlen. Nur das 1D-Modell zeigt bei  $3600 \text{ min}^{-1}$  Abweichungen von diesem Verhalten. Die Ursache hierfür muss durch eine genauere Betrachtung der Eingangsgrößen und des Modells noch untersucht werden. Im Allgemeinen ist erkennbar, dass beide Modelle signifikante Abweichungen bei der Berechnung der AGR-Rate aufweisen. Zum Teil sind Abweichungen von über 10 % AGR-Rate zwischen dem „Allgemeinen Restgasmodell“ und dem 1D-Ladungswechselmodell möglich. Diese Abweichung zeigt deutlich, dass die Berechnung der internen AGR-Rate ein sehr anspruchsvolles Gebiet ist und die bisherigen Methoden noch stark voneinander abweichen.

Zum Vergleich mit den TDLAS-Messungen wurde die berechnete AGR-Rate in eine  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration umgerechnet. Abbildung 8.7 zeigt für Betriebspunkte mit Variation der Last den Vergleich zwischen TDLAS-Messung und den beiden Modellrechnungen. Dabei ist zu beachten, dass eine höhere AGR-Rate nicht zwangsläufig zu einer höheren  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration führt, da zur Berechnung ebenfalls die Luftzahl und die Kraftstoffmenge mit berücksichtigt werden müssen. Bei dem Vergleich wurde jeweils nur ein einzelner Motorzyklus betrachtet, der mit den beiden Modellen berechnet und aus dem Mittelwert der Messung von  $-190^\circ$  bis  $-100^\circ$  KW gebildet wurde. Beide Modellrechnungen zeigen eine zu Beginn leicht ansteigende, danach abfallende  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei steigender Last. Die TDLAS-Messungen liegen größtenteils zwischen den durch die beiden Modelle gelieferten Werten und zeigen eine konstant abfallende Konzentration. Allerdings liegen die TDLAS-Messungen gerade bei niedrigeren Lastpunkten näher an den Werten des „Allgemeinen Restgasmodells“, so dass sich hier eine mittlere Abweichung von 8,5 % (3400 ppm) ergibt. Im Vergleich dazu liegt beim 1D-Ladungswechselmodell die mittlere Abweichung bei 19,5 % (8400 ppm). Als Unsicherheit für die gemessene Konzentration wurde ein Wert von  $u_{\text{rel}} = 9,9 \%$  bestimmt. Die genaue Betrachtung der Unsicherheitsberechnung ist in Kapitel 9.1 zu finden. Den größten Einfluss auf die bestimmte Unsicherheit ist auch hier durch die Unsicherheit in der Temperaturbestimmung gegeben (69 %). Des Weiteren tragen die Unsicherheit in der Druckmessung (12 %) und in der Bestimmung der Absorptionslänge bzw. der Linienfläche (9 %) signifikant zur Gesamtmessunsicherheit bei.

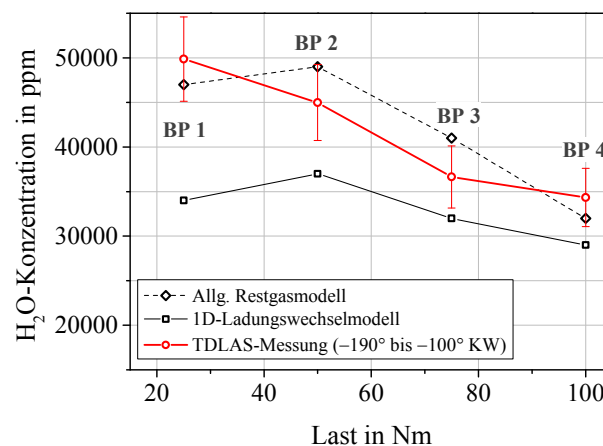


Abbildung 8.7: Berechnete und mit TDLAS gemessene  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei Variation der Last.

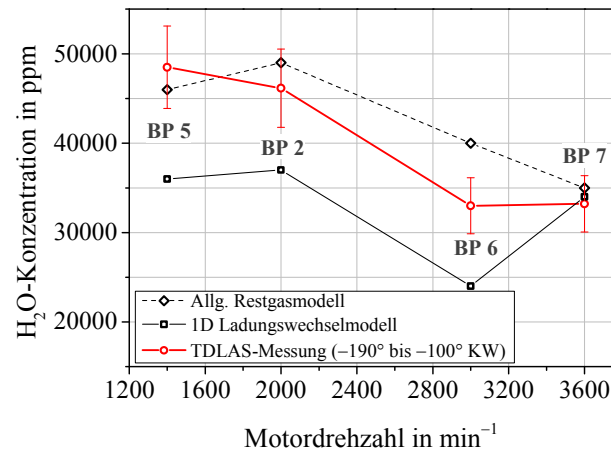


Abbildung 8.8: Berechnete und mit TDLAS gemessene  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration bei Variation der Drehzahl.

Ein ähnliches Verhalten wie bei der Last-Variation ist auch bei der Variation der Drehzahl zu beobachten (Abbildung 8.8). Auch hier liefert das „Allgemeine Restgasmodell“ deutlich höhere  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen als das 1D-Ladungswechselmodell. Die mittlere Abweichung der TDLAS-Messung gegenüber dem „Allgemeinen Restgasmodell“ ergibt sich zu 9,5 % (3 500 ppm). Gegenüber dem 1D-Ladungswechselmodell kommt es zu höheren Abweichungen von 19 % (7 900 ppm), wie schon bei der Betrachtung der Last-Variation. Die größte Abweichung liegt auch hier im 1D-Ladungswechselmodell bei  $3\,600\text{ min}^{-1}$ , wodurch sich aber für diesen Betriebspunkt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen allen drei Verfahren ergibt.

Der Einsatz des Spektrometers in einem Serienmotor konnte mit den durchgeführten Messungen erfolgreich gezeigt werden. Durch die Verwendung eines DFB-DL beschränkt sich der Einsatzbereich zwar auf die frühe Phase der Kompression, jedoch konnte mit den bestimmten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen ein guter Vergleich zwischen den beiden zurzeit existierenden Modellen („Allgemeines Restgasmodell“ und 1D-Ladungswechselmodell) gezeigt werden.



## 9 Unsicherheitsbetrachtung

In diesem Kapitel wird die Berechnung der Unsicherheit für die in den vorherigen Kapiteln ermittelten Messwerte diskutiert. Betrachtet werden die Unsicherheiten in der H<sub>2</sub>O- und CO-Konzentrationsbestimmung für die Messungen sowohl im geschleppten als auch im gefeuerten Betrieb an den beiden Einzylindermotoren und dem BMW-Serienmotor (Kapitel 5, 7 und 8). Des Weiteren wird der Einfluss der Virialgleichung auf die Konzentrationsbestimmung im Vergleich zur Verwendung des idealen Gasgesetzes untersucht. Abschließend erfolgt die Unsicherheitsberechnung für die in Kapitel 6.1.2 ermittelten Linienparameter sowie die Temperaturmessungen unter Labor- und Prüfstandsbedingungen (Kapitel 6.2 und 6.3).

Für die Berechnung der Messunsicherheit orientiert sich diese Arbeit an den Regeln, die im „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) [165,166] hinterlegt sind. Die Messunsicherheitsbilanzen, die alle bekannten Unsicherheiten der Messung erhalten, wurden mit Hilfe der GUM Workbench Pro [167] erstellt, die ebenfalls auf der Berechnung nach Vorgaben des GUM beruht.

---

### 9.1 Unsicherheitsberechnung: Konzentrationsbestimmung

---

Die Bestimmung der Konzentration erfolgt in Abhängigkeit von der Linienstärke  $S(T)$ , des Drucks  $p$ , der Temperatur  $T$ , der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Absorptionslänge  $L$  und der Linienfläche  $A$  nach Gleichung 2.52. Während für die zuletzt genannten Größen die Unsicherheit direkt abgeschätzt werden kann, ist eine Abschätzung für die temperaturabhängige Linienstärke  $S(T)$  nicht möglich. Die in Literatur oder Datenbanken angegebene Unsicherheit bezieht sich immer auf die Linienstärke  $S(T_0)$  bei einer Referenztemperatur (in HITRAN08:  $T_0 = 296$  K). Bei der Bestimmung von  $S(T)$  fließt zusätzlich noch die Unsicherheit der Temperatur mit ein. Daher wird  $S(T)$  über die Zustandssummen  $Q(T)$  nach Gleichung 2.36 unter Vernachlässigung des letzten Terms berechnet. Die Konzentration ergibt sich damit nach Gleichung 2.41 zu:

$$c = \frac{k_B \cdot T}{S(T) \cdot p \cdot L} \cdot A \quad \text{mit} \quad S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \cdot e^{-\frac{E_j}{k_B T} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad \text{Gleichung 9.1}$$

Die Grundzustandsenergie  $E_j$  in Joule kann mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  aus der Grundzustandsenergie  $E$  in  $\text{cm}^{-1}$  berechnet werden. Die Zustandssumme  $Q(T)$  ist in Schritten von 1 K in einer zu HITRAN08 gehörigen Tabelle hinterlegt [168]. Um eine Berechnung von  $Q(T)$  für die Unsicherheitsbetrachtung zu ermöglichen, wurde ein Polynom 4. Grades an die Werte der Tabelle in einem Bereich von

70–1750 K angepasst und die zugehörigen Parameter der Polynomgleichung bestimmt. Mit dieser Polynomanpassung kann die Zustandssumme zu jeder gemessenen Temperatur mit Hilfe der GUM Workbench berechnet werden.

### H<sub>2</sub>O-Konzentrationsmessung

Für Messungen am Motor ist eine genaue Unsicherheitsbetrachtung nach GUM zur Zeit nicht möglich, da für wichtige Parameter wie Druck und Temperatur, die sich über einen großen Dynamikbereich erstrecken, keine verifizierten Angaben zur Unsicherheit vorliegen. Die hier angegebenen Unsicherheiten können daher nur als eine erste Näherung angesehen werden. Auch für die Unsicherheiten der Linienflächen kann an dieser Stelle nur eine Schätzung (3 %) erfolgen.

Tabelle 9.1 zeigt die Unsicherheitsbilanz beispielhaft für eine Messung der H<sub>2</sub>O-Konzentration am Motor des Fachgebiets Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) an der TU Darmstadt im geschleppten Betrieb gegen Ende der Kompression (–10° KW). Aufgelistet sind alle in die Berechnung eingehenden Größen, deren ermittelter Wert und die angenommene Unsicherheit. Die letzte Spalte zeigt den Einfluss der jeweiligen Messgröße auf die Gesamtmessunsicherheit.

Für die H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung wurde bei einem Erweiterungsfaktor  $k = 1$  eine Gesamtmessunsicherheit von  $u_{\text{Gesamt}} = 8,5 \%$  ermittelt. Der Erweiterungsfaktor  $k$  ist dabei ein Maß für das Vertrauensintervall der Unsicherheit. In diesem Fall liegt die geschätzte Unsicherheit auf dem Vertrauensniveau der Standardabweichung von ca. 68 %. Zur Umrechnung auf ein höheres Vertrauensniveau kann die Unsicherheit mit dem Erweiterungsfaktor  $k$  multipliziert werden. Ein Erweiterungsfaktor von  $k = 2$  entspricht beispielsweise dem Vertrauensniveau von 95 %. In dieser Arbeit werden alle Unsicherheiten

Tabelle 9.1: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei –10° KW (geschleppter Betrieb).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b><math>T</math></b>	Temperatur	692 K	5 % (35 K)	<b>77,5 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke ( $T_0 = 296 \text{ K}$ )	$1,05 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	1 % <sup>②</sup>	1,4 %
$E$	Grundzustandsenergie	$42,382 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,731 MPa	4 % (30 kPa)	7,9 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	0,6 %
<b><math>A</math></b>	Linienfläche	$0,01471 \text{ cm}^{-1}$	3 %	<b>12,6 %</b>
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	645,8	4,7 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme ( $T_0 = 296 \text{ K}$ )	174,323	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$3,05 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	5,3 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$841,69 \cdot 10^{-21} \text{ J}$	0,5 %	–
<b><math>c_{\text{H}_2\text{O}}</math></b>	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(7 490 ± 634) ppm</b>	<b>8,5 %</b>	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]



mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = 1$  angegeben. Den größten Beitrag zur Gesamtmessunsicherheit liefert mit Abstand die Unsicherheit in der Temperatur  $T$  mit 77,5 %, gefolgt von der Unsicherheit in der Linienfläche  $A$  mit 12,6 %.

Für die Unsicherheit zum Beginn des Kompressionstakts ( $-180^\circ \text{KW}$ ) ergibt sich eine geringfügig niedrigere Gesamtmessunsicherheit von 7,6 %. Aufgrund der etwas besseren Kenntnis der Temperatur ( $\pm 15 \text{ K}$ ) und der größeren Unsicherheit bei der Druckmessung – 5 %, ermittelt aus den Schwankungen zwischen mehreren Druckverläufen – ergibt sich eine leicht veränderte Verteilung der Unsicherheitsbeiträge zu Temperatur  $T$  (67,2 %), Druck  $p$  (14,4 %) und Linienfläche  $A$  (15,8 %). Für die gemittelte Konzentration  $\langle c_{\text{H}_2\text{O}} \rangle$  über den Kompressionstakt wird allgemein eine Unsicherheit von 8,5 % angenommen. Dies entspricht der maximalen Unsicherheit am Ende des Kompressionstakts

Für die Messungen im Ansaug- und Ausstoßtakt bei gefeuertem Betrieb, für die das Spektrometer auf Basis des VCSEL bei 1392 nm für die simultane Konzentrations- und Temperaturbestimmung verwendet wurde, ergeben sich mit der Abschätzung der Unsicherheit für die mittels Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) bestimmte Temperatur (siehe Kapitel 9.3) Gesamtmessunsicherheiten von 6,2 % (Ansaugtakt) bzw. 9,2 % (Ausstoßtakt). Auch hierbei wurde die größte Unsicherheit in dem jeweils untersuchten KW-Bereich als Gesamtmessunsicherheit für die gemittelten Konzentrationswerte angenommen.

Die ermittelte Abschätzung der Unsicherheit von 8,5 % kann ebenfalls für die Messergebnisse am Einzylindermotor des Instituts für Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen angenommen werden. Für die Messungen am BMW-Serienmotor des IVG ergibt sich eine geringfügig höhere Gesamtmessunsicherheit von 9,9 %. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Absorptionsstrecke ist bei diesem Motor deutlich komplizierter als beim direkten Durchstrahlen des Brennraums. Daher wird die Absorptionsstrecke  $L$  mit einer Unsicherheit von 5 % angenommen und ergibt sich zu  $L = (0,0705 \pm 0,0035) \text{ m}$ . Des Weiteren wird die Messunsicherheit der aus dem 1D-Ladungswechselmodell berechneten Temperatur und der über den Zündkerzendrucksensor ermittelten Druck auf jeweils 6 % abgeschätzt. Damit hat die Temperatur  $T$  mit 69,1 % immer noch den größten Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit, gefolgt von der Druckmessung (12,2 %) der Bestimmung der Linienfläche  $A$  (9,2 %) und der Bestimmung der Absorptionsstrecke  $L$  (8,5 %).

Die Unsicherheitsbilanzen aller hier erwähnten Unsicherheitsberechnungen sind im Anhang A.3 zu finden. Das größte Potenzial zur zukünftigen Minimierung der Unsicherheit der Konzentrationsbestimmung liegt in einer genaueren Bestimmung der Temperatur  $T$ . Wird die mit der ZLT gemessene Temperatur für die Auswertung in der Kompressionsphase verwendet (siehe Kapitel 9.3), verringert sich die Unsicherheit in der Temperatur von 5 % auf bestenfalls 3,3 % und es ergibt sich eine Gesamtmessunsicherheit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Kompressionstakt zwischen 4,8 % ( $-180^\circ \text{KW}$ ) und 6,5 % ( $0^\circ \text{KW}$ ).

---

### CO-Konzentrationsbestimmung

---

Die Bestimmung der Unsicherheit für die CO-Konzentrationsmessung erfolgt analog zu der für die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration. Bei den CO-Messungen war keine zeitgleiche Temperaturmessung

möglich. Daher musste auf Temperaturinformationen aus vorherigen Messungen mittels der ZLT zurückgegriffen werden. Der Bereich der CO-Messung konzentrierte sich zwar auf einen Bereich, in dem die Temperaturschwankungen zwischen den einzelnen Zyklen geringer waren als im Expansionstakt, jedoch ist auch in diesem Bereich immer noch von einer größeren Unsicherheit der Temperatur  $T$  von  $\pm 100$  K auszugehen. Auch die Linienstärke  $S(T_0)$  ist mit einer Unsicherheit von 5 % größer als für die H<sub>2</sub>O-Untersuchung, wodurch sich eine Gesamtmessunsicherheit von 15 % ergibt. Auch bei der Bestimmung der CO-Konzentration ist die Unsicherheit in der Temperatur (72,1 %) hauptsächlich verantwortlich für die Gesamtmessunsicherheit, gefolgt von der Linienstärke mit 11,9 % und der Linienfläche mit 11,8 %. Eine genaue Analyse der Parameter zur Bestimmung der Messunsicherheit findet sich im Anhang A.3.

---

### 9.1.1 Virialgleichung

---

Im Zusammenhang mit der Bestimmung der Unsicherheit in der Konzentrationsbestimmung wurde auch der Einfluss bei der Verwendung des idealen Gasgesetzes untersucht. Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, kann die Berechnung der Konzentration aus der Absorberzahl-dichte  $N_V$  näherungsweise mit Hilfe der idealen Gasgleichung beschrieben werden. Eine genaue Beschreibung ist mit der Virialgleichung zwar möglich, allerdings ist die Bestimmung der dafür erforderlichen Koeffizienten zu aufwendig.

Um den Einfluss der Näherung mit dem idealen Gasgesetz besser abschätzen zu können, wurde beispielhaft eine Berechnung der H<sub>2</sub>O-Konzentration im geschleppten Betrieb des Motors unter Verwendung des idealen Gasgesetzes und der Virialgleichung durchgeführt. Grundlage für diesen Vergleich sind die Bestimmung der Konzentration mit Gleichung 2.41 (ideales Gasgesetz) und Gleichung 2.50 (Virialgleichung 2. Ordnung).

Für die angestrebte Berechnung mit der Virialgleichung muss zunächst der Virialkoeffizient  $B$  für die verwendete Gasmischung bestimmt werden. Unter der Näherung, dass Luft zu 79 % aus N<sub>2</sub> und zu 21 % aus O<sub>2</sub> besteht, lässt sich der zweite Virialkoeffizient für Luft  $B_{\text{Luft}}$  mit Gleichung 2.45 aus den Virialkoeffizienten für Stickstoff  $B_{\text{N}_2}$  und Sauerstoff  $B_{\text{O}_2}$  sowie dem Mischkoeffizienten  $B_{\text{N}_2\text{-O}_2}$  bestimmen. Für die Koeffizienten steht neben experimentell bestimmten Werten in tabellarischer Form ein Ausgleichspolynom zur Verfügung, das eine Berechnung für beliebige Temperaturen erlaubt [116]. Allerdings ist der Temperaturbereich, in dem die Werte der Koeffizienten bestimmt wurden, nur eingeschränkt für Motoranwendungen geeignet, so dass für  $B_{\text{O}_2}$  und  $B_{\text{N}_2\text{-O}_2}$  nur Werte bis 500 K experimentell bestätigt sind.

Die Entwicklung von  $B_{\text{Luft}}$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  ist in Abbildung 9.1 (links) zu sehen. Ebenfalls in diese Abbildung eingezeichnet ist die Boyle-Temperatur  $T_{\text{Boyle}}$ , für die die Bedingung  $B = 0$  gilt. Für Luft ergibt sich  $T_{\text{Boyle}} = 346,81$  K [170]. Zu erkennen ist außerdem, dass  $B_{\text{Luft}}$  besonders für niedrige Temperaturen deutlich abfällt, während sich die Kurve bei höheren Temperaturen abflacht. Bei der Boyle-Temperatur folgt aus der Virialgleichung zweiter Ordnung direkt das ideale Gasgesetz (Gleichung 2.42). Je größer der Unterschied zwischen der Boyle-Temperatur und der tatsächlichen Temperatur ist, desto

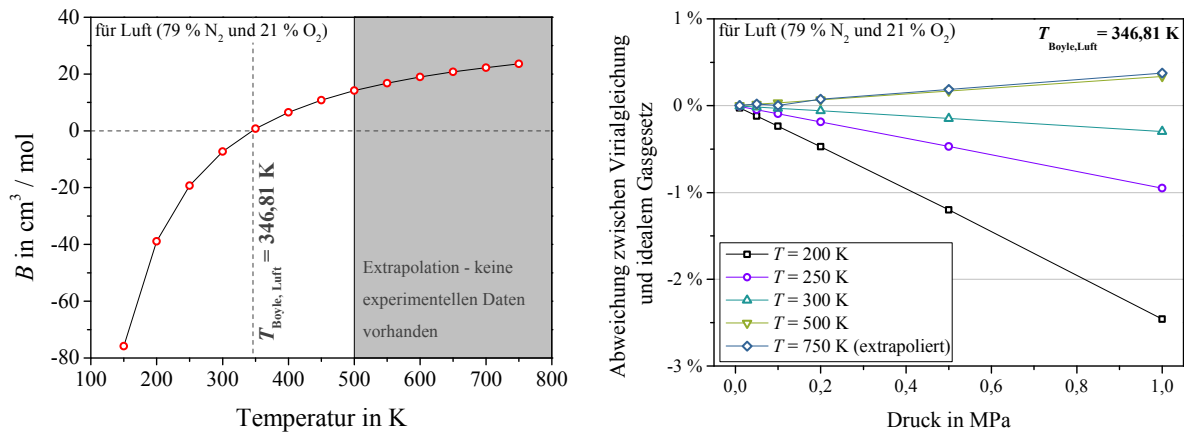


Abbildung 9.1: Abweichung in Prozent zwischen idealem Gasgesetz und der Virialgleichung (links). Abweichungen in der Konzentration bei Verwendung des idealen Gasgesetzes (rechts).

größer ist der Fehler bei Verwendung des idealen Gasgesetzes. Abbildung 9.1 (rechts) zeigt die berechnete Abweichung in Prozent zwischen idealem Gasgesetz und Virialgleichung in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Bei niedrigen Temperaturen von 200 K beispielsweise ergeben sich mit zunehmenden Druck Abweichungen von 2,5 % bei  $p = 1 \text{ MPa}$ . Für höhere Temperaturen von 300 – 750 K ergeben sich aber aufgrund der Boyle-Temperatur von Luft selbst bei höheren Drücken nur sehr geringe Abweichungen von weniger als 0,5 %.

Der Einfluss auf die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung für Untersuchungen im Kompressionstakt bei geschlepptem Betrieb ist in Abbildung 9.2 dargestellt. Zu Beginn der Kompression ergibt sich erwartungsgemäß nahezu keine Abweichung zwischen den beiden Modellen ( $\Delta c_{\text{H}_2\text{O}} < 0,01 \%$ ), da für die gegebenen Randbedingungen (niedriger Druck und Raumtemperatur) die Bedingungen für das ideale Gasgesetz erfüllt sind. Aber selbst am Ende der Kompressionsphase ( $p = 0,8 \text{ MPa}$ ,  $T = 690 \text{ K}$ ) ergeben sich nur Abweichungen von maximal 0,3 %. Durch die allgemeine Unsicherheit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung von 8,5 % (Kapitel 9.1) kann der Einfluss der Virialkoeffizienten zweiter und höherer Ordnungen für die gegebenen Randbedingungen in diesem Fall vernachlässigt werden. Unter diesen

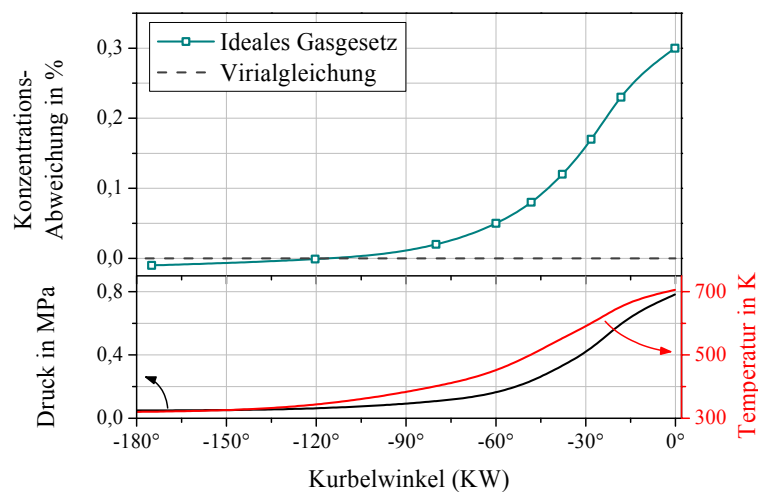


Abbildung 9.2: Abweichung in der Konzentration zwischen Verwendung des idealen Gasgesetzes und der Virialgleichung im Kompressionstakt (geschleppter Betrieb).

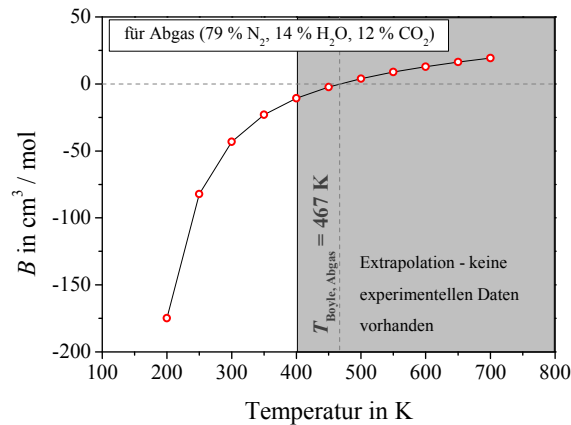


Abbildung 9.3: Zweiter Virialkoeffizient  $B$  für Abgas in Abhängigkeit von der Temperatur.

Bedingungen führt die Verwendung des idealen Gasgesetzes zu keiner signifikanten Abweichung in der Bestimmung der Konzentration.

Für typische Abgasmischungen (74 %  $\text{N}_2$ , 14 %  $\text{H}_2\text{O}$  und 12 %  $\text{CO}_2$ ) ergibt sich eine ungefähre Boyle-Temperatur von  $T_{\text{Boyle}} \approx 467 \text{ K}$ . Allerdings sind für einige der benötigten Parameter keine experimentellen Daten bei höheren Temperaturen verfügbar, so dass in einem Bereich über 400 K der Wert nur extrapoliert werden kann. Der Verlauf von  $B_{\text{Abgas}}$  ist in Abbildung 9.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass auch hier sich für hohe Temperaturen nur kleine Werte von  $B_{\text{Abgas}}$  ergeben, so dass der Fehler bei Verwendung der idealen Gasgleichung auch in diesem Fall nur zu sehr geringen, vernachlässigbaren Abweichungen führen wird.

Eine Berechnung des Virialkoeffizienten für die Mischung aus Frischluft und Restgas (78 %  $\text{N}_2$ , 16,8 %  $\text{O}_2$ , 2,8 %  $\text{H}_2\text{O}$  und 2,4 %  $\text{CO}_2$ ) ist mit den gegenwärtig zur Verfügung stehenden Angaben nicht möglich, da für den Mischungskoeffizienten von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  experimentell nur einige wenige Werte in einem Temperaturbereich von 290–360 K zur Verfügung stehen. Da allerdings gezeigt werden konnte, dass der Einfluss des 2. Virialkoeffizienten bei der Verwendung von Luft und von Abgas vernachlässigt werden kann, ist davon auszugehen, dass auch die Vermischung der beiden Gase zu einer vernachlässigbaren Abweichung in der Konzentrationsbestimmung führt. Diese Annahme wird außerdem dadurch bekräftigt, dass sich das Gasgemisch je nach AGR-Rate zum Großteil aus Luft zusammensetzt und deshalb in allen Fällen bei der Verwendung des idealen Gasgesetzes von einer zu vernachlässigenden Abweichung ausgegangen werden kann, solange sich die Gesamtmessunsicherheit deutlich über 1 % bewegt.

## 9.2 Unsicherheitsberechnung: Linienparameter

Die Bestimmung der Messunsicherheit für die experimentell verifizierten Linienparameter ist unerlässlich, da ein direkter Vergleich sowohl mit berechneten als auch mit anderen experimentell ermittelten Werten durchgeführt wird. Um eine Aussage über die Qualität der Parameter treffen und beispielsweise in HITRAN08 hinterlegte Werte als fehlerhaft einstufen zu können, muss klar definiert sein, ob die Werte signifikant abweichen oder im Rahmen der

Messunsicherheit übereinstimmen. Im Folgenden wird daher die Bestimmung der Unsicherheit für die ermittelten Fremdverbreiterungs- und Temperaturkoeffizienten diskutiert.

### Fremdverbreiterung

Bei den Messungen zur Bestimmung der Linienparameter (Kapitel 6.1.2) wurde die Hochdruckzelle mit Raumlufte gefüllt. Der Verbreiterungskoeffizient für Luft kann mit folgender Formel aus der experimentell bestimmten Lorentzbreite  $\gamma_C$  der Absorptionslinie berechnet werden:

$$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0 = \frac{\gamma_C}{\left(T_0/T\right)^n \cdot p_{\text{Luft}}} - \frac{\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0 \cdot p_{\text{Selbst}}}{p_{\text{Luft}}}. \quad \text{Gleichung 9.2}$$

Beispielhaft für alle untersuchten Übergänge wird hier nur die Unsicherheitsbilanz für die Linie 0 bei  $7299,43 \text{ cm}^{-1}$  betrachtet (Tabelle 9.2). Zusätzlich zu den Unsicherheiten der einzelnen Messparameter ist ebenfalls die Unsicherheit in der Steigung  $s_F$  bei der linearen Anpassung mit berücksichtigt (vgl. Kapitel 6.1.2). Den größten Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit hat mit Abstand die Unsicherheit in der Bestimmung der Linienbreite  $\gamma_C$  aus dem gemessenen Absorptionsprofil, die in diesem Fall über 88 % beträgt. Für die weiteren untersuchten Linien ergeben sich Werte zwischen 84 % und 98 %. Die Bestimmung der Linienbreite ist damit allgemein als der größte Unsicherheitsbeitrag bei der Ermittlung des Fremdverbreiterungskoeffizienten anzusehen.

Die abgeschätzte Unsicherheit für die Linienbreite setzt sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des nichtlinearen dynamischen Abstimmverhaltens  $dv/dt$ , bei der Anpassung mit einem Voigt-Profil und bei der Beeinflussung durch Absorption außerhalb der Zelle zusammen. Die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration außerhalb der Zelle wurde zu 50 ppm auf etwa 10 cm mittels TDLAS-Messung bestimmt (Zelle:  $c_{\text{H}_2\text{O}} > 4200 \text{ ppm}$ ,  $L = 38,1 \text{ cm}$ ). Der Einfluss auf die Linienbreite bei Nichtbeachten des verbleibenden Außenwasseranteils liegt je nach Zellendruck bei bis zu 0,3 % und wird damit durch die allgemeine Unsicherheit in der Linienbreite von 2 % abgedeckt. Die Unsicherheitsbilanz für die Bestimmung der Luftverbreiterungskoeffizienten der Linien 1, 2 und 3 sind im Anhang A.4 zu finden.

Tabelle 9.2: Unsicherheitsbilanz des Luftverbreiterungskoeffizienten für Linie 0.

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$n$	Temperaturkoeffizient	$0,67^{\text{①}}$	$20,0 \%^{\text{①}}$	$0,0 \%$
$T$	Temperatur	$296,08 \text{ K}$	$0,6 \% (1,5 \text{ K})$	$0,8 \%$
$s_F$	Lineare Anpassung	$0,00032 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$	$0,3 \%$	$2,25 \%$
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	$0,46 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\text{①}}$	$10,0 \%^{\text{①}}$	$0,8 \%$
$p$	Druck	$10 - 99 \text{ kPa}$	$1,0 \%$	$7,22 \%$
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	$\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration	$4210 \text{ ppm}$	$3,3 \%$	$0,09 \%$
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,93 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	$2,0 \%$	<b><math>88,84 \%</math></b>
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	$(0,1002 \pm 0,0021) \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$	<b><math>2,12 \%</math></b>	–

<sup>①</sup>HITRAN08 [112]

An dieser Unsicherheitsbilanz lässt sich gut erkennen, wie wichtig eine Betrachtung der Messunsicherheit besonders bei nichtlinearen Gleichungen sein kann, da erst mit dieser erkennbar wird, durch welche Faktoren, die Messunsicherheit am stärksten beeinflusst wird. Der Selbstverbreiterungskoeffizient  $\gamma_{\text{C}_{\text{Selbst}}}^0$  weist meist Unsicherheiten von 10–20 % auf. Allerdings zeigt sich, dass der Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit mit 0,8 % vernachlässigbar gering ist. Eine aufwendigere Bestimmung dieses Faktors mit niedriger Unsicherheit führt zu keiner nennenswerten Verbesserung der Gesamtmessunsicherheit in der Bestimmung des Temperaturkoeffizienten. Selbst wenn die Unsicherheit des Selbstverbreiterungskoeffizienten im vorliegenden Beispiel von 10 % auf 1 % reduziert werden könnte, würde sich die Gesamtmessunsicherheit um 0,01 % nur auf 2,11 % verbessern. Im Vergleich dazu würde eine geringe Verbesserung bei der Bestimmung der Linienbreite um beispielsweise 0,5 % zu einer Verbesserung der Gesamtmessunsicherheit auf 1,7 % führen – einer Reduzierung um 20 %.

### Temperaturkoeffizient

Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten  $n$  ergibt sich nach Gleichung 6.6 zu:

$$n = \frac{\ln \left[ \frac{\gamma_{\text{C}}}{(\gamma_{\text{C}_{\text{Selbst}}}^0 \cdot p_{\text{Selbst}} + \gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0 \cdot p_{\text{Luft}})} \right]}{\ln \left( \frac{T_0}{T} \right)}. \quad \text{Gleichung 9.3}$$

Neben der Unsicherheit der Einzelparameter fließt die Unsicherheit in der Bestimmung der Steigung  $s_T$  der linearen Anpassung an die Messwerte mit ein (vgl. Kapitel 6.1.2). Tabelle 9.3 zeigt beispielhaft die Unsicherheitsbilanz für die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten für die Linie 0, die zur  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung verwendet wurde. Den größten Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit weist die Linienbreite  $\gamma_{\text{C}}$  mit fast 61,6 % auf. Daneben tragen noch der Verbreiterungskoeffizient für Luft  $\gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0$  mit 17,6 % und die Temperatur  $T$  mit 12 % zur Gesamtmessunsicherheit bei.

Auf alle durchgeführten Messungen zur Bestimmung des Temperaturkoeffizienten bezogen, lassen sich die Bestimmung der Linienbreite und des Luftverbreiterungskoeffizienten als die Hauptquellen für die Gesamtmessunsicherheit ausmachen. Der Einfluss schwankt je nach

Tabelle 9.3: Unsicherheitsbilanz des Temperaturkoeffizienten für Linie 0.

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T$	Temperatur	473–674 K	2,0 %	12,03 %
$s_T$	Lineare Anpassung	0,7142	2,1 %	7,58 %
$\gamma_{\text{C}_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	0,46 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}^{\text{①}}$	10,0 % <sup>①</sup>	0,97 %
$\gamma_{\text{C}_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	0,1032 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}^{\text{②}}$	1,1 % <sup>②</sup>	17,63 %
$p$	Druck	0,099 MPa	0,1 % (0,1 kPa)	0,04 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	$\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration	5 858 ppm	3,3 %	0,08 %
$\gamma_{\text{C}}$	Linienbreite (Lorentzanteil)	1,44 · 10 <sup>-1</sup> $\text{cm}^{-1}$	2,0 %	61,63 %
$n$	Temperaturkoeffizient	0,714 ± 0,055	7,67 %	–

<sup>①</sup>HITRAN08 [112], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]

Linie zwischen 18 % und 78 % (Luftverbreiterungskoeffizient) bzw. zwischen 28 % und 62 % (Linienbreite).

Die erstellten Unsicherheitsbilanzen für die Linien 1, 2 und 4 wurden nach derselben Vorgehensweise erstellt und sind ebenfalls im Anhang A.4 aufgeführt.

### 9.3 Unsicherheitsberechnung: Zwei-Linien-Thermometrie

Die Temperatur kann wie in Kapitel 2.4.2 mittels Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) nach Gleichung 2.54 bestimmt werden:

$$T = \left[ \frac{1}{T_0} - \frac{k_B}{(E_1 - E_2)} \cdot \ln \left( \frac{A_1 \cdot S_2(T_0)}{A_2 \cdot S_1(T_0)} \right) \right]^{-1} \quad \text{Gleichung 9.4}$$

Tabelle 9.4 zeigt die Unsicherheitsbilanz für Labormessungen bei Raumtemperatur von 294 K. Die Gesamtmessunsicherheit der Messung liegt bei 0,9 %. Der Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit verteilt sich gleichmäßig auf die beiden Linienstärken und die Linienflächen mit jeweils 25 %. Dabei wurde die Unsicherheit in der Bestimmung der Linienfläche unter Laborbedingungen mit 2 % angenommen. Die Linienstärken stammen aus der Arbeit von R.A. Toth [150]. Aufgrund der Nichtlinearität der Gleichung 9.4 zur Berechnung der Temperatur ist die Messunsicherheit direkt proportional zur Temperatur, so dass sich für höhere Temperaturen auch eine höhere relative Unsicherheit  $u_{\text{rel}}$  ergibt. Für  $T = 300$  K wird eine Gesamtmessunsicherheit von  $u_{\text{rel}} = 0,91$  % berechnet, während die Unsicherheit für  $T = 700$  K bei  $u_{\text{rel}} = 2,2$  % liegt. In erster Näherung kann in diesem Bereich ein linearer Anstieg der Messunsicherheit festgestellt werden.

Für Messungen am Motor erhöht sich die Unsicherheit bei der Bestimmung der beiden Linienflächen (1 und 2), da die Signale nicht gemittelt werden können und so zusätzliches elektrisches Rauschen bzw. Störungen die Bestimmung erschweren. Für Motormessungen wird daher ein Fehler von 4 % in der Bestimmung der Linienfläche angenommen, wodurch

Tabelle 9.4: Unsicherheitsbilanz der ZLT unter Laborbedingungen.

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T_0$	Referenz-Temperatur	296 K	–	–
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,38065 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$E_1$	Grundzustandsenergie (Linie 1)	$1\,045,06 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,08 % ( $0,8 \text{ cm}^{-1}$ ) <sup>②</sup>	0,0 %
$E_2$	Grundzustandsenergie (Linie 2)	$136,762 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,6 % ( $0,8 \text{ cm}^{-1}$ ) <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$A_1$	Linienfläche (Linie 1)	$0,01494 \text{ cm}^{-1}$	2 %	25 %
$A_2$	Linienfläche (Linie 2)	$0,29379 \text{ cm}^{-1}$	2 %	25 %
$S_1$	Linienstärke (Linie 1)	$7,95 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül}\cdot\text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	2 % <sup>②</sup>	25 %
$S_2$	Linienstärke (Linie 2)	$1,51 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül}\cdot\text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	2 % <sup>②</sup>	25 %
$T$	Temperatur	$(293,3 \pm 2,6) \text{ K}$	0,9 %	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]



Tabelle 9.5: Unsicherheitsbilanz der ZLT am Motor.

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T_0$	Referenz-Temperatur	296 K	–	–
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,38065 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$E_1$	Grundzustandsenergie (Linie 1)	$1\,045,06 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	$0,08 \% (0,8 \text{ cm}^{-1})^{\textcircled{2}}$	0,0 %
$E_2$	Grundzustandsenergie (Linie 2)	$136,762 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	$0,6 \% (0,8 \text{ cm}^{-1})^{\textcircled{2}}$	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$A_1$	Linienfläche (Linie 1)	$0,01611 \text{ cm}^{-1}$	4 %	40 %
$A_2$	Linienfläche (Linie 2)	$0,02458 \text{ cm}^{-1}$	4 %	40 %
$S_1$	Linienstärke (Linie 1)	$7,95 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül}\cdot\text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	$2 \%^{\textcircled{2}}$	10 %
$S_2$	Linienstärke (Linie 2)	$1,51 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül}\cdot\text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	$2 \%^{\textcircled{2}}$	10 %
$T$	Temperatur	$(688 \pm 23) \text{ K}$	3,3 %	–

<sup>①</sup>P. J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]

sich die Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Temperatur erhöht. Tabelle 9.5 zeigt die Unsicherheitsbilanz für das Ende der Kompressionsphase bei 0° KW. Der größte Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit liegt bei der Bestimmung der beiden Linienflächen bei jeweils 40 %. Auch hier ist ein linearer Anstieg der Unsicherheit mit steigender Temperatur festzustellen. In einem Bereich von 300 bis 1750 K steigt die Unsicherheit in der Temperaturbestimmung von 1,5 % auf 8,5 % näherungsweise linear an.

Nicht berücksichtigt wurde bei der Unsicherheitsbestimmung der Temperaturbestimmung eine Inhomogenität in Konzentration und Temperatur, die besonders bei Untersuchungen kurz nach der Verbrennung auftreten kann und die Temperaturmessung verfälschen würde. Allerdings ist der Einsatz einer Line-of-sight-Methode je nach Stärke der Inhomogenität fraglich, da der Nutzen einer über die Wegstrecke integrierten Temperatur für diesen Fall noch nicht untersucht wurde.

Für den ursprünglich entwickelten Einsatzbereich des Spektrometers in der Ansaug- und Kompressionsphase ergeben sich insgesamt Unsicherheiten von bis zu  $u_{\text{rel}} = 3,3 \%$  oder  $u = 23 \text{ K}$ . Mit dieser Unsicherheit ist eine ausreichend genaue Bestimmung der Temperatur für die Untersuchung der AGR-Raten gegeben.

## 10 Zusammenfassung

Die innermotorische Gasanalyse spielt für viele Verfahren zur Optimierung und Emissionsreduzierung von Verbrennungsmotoren, wie beispielsweise die Abgasrückführung (AGR) – einem weitverbreiteten Verfahren zur Reduzierung der  $\text{NO}_x$ -Emission – eine wichtige Rolle. Bisher häufig eingesetzte Verfahren für die Gasanalyse sind Gasentnahme-Ventile [9–11], die zunehmend von optischen Messtechniken verdrängt werden [13,14]. Verschiedenste Methoden wie Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) [17], Ramanstreuung [18] und Coherent Anti-Stokes-Raman Spectroscopy (CARS) [19] wurden an Verbrennungsmotoren eingesetzt. Diese Messverfahren benötigen allerdings meist größere optische Zugänge zum Brennraum, erzeugen hohe Kosten durch das benötigte Equipment und sind eingeschränkt für zeitlich hochaufgelöste Untersuchungen einzelner Motorzyklen einsetzbar. Aus diesen Gründen haben sich besonders Verfahren auf Basis der Absorptionsspektroskopie bewährt [22–26].

Bisherige Verfahren benötigen gerade bei der Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration, einem wichtigen Parameter bei AGR-Untersuchungen, aufwendige Kalibrierungen aufgrund des Fehlens eines stabilen Referenzgases. Auch können viele dieser Verfahren keine ausreichend schnelle Analyse der Gaszusammensetzung einzelner Motorzyklen direkt im Brennraum liefern. Für die Validierung und Optimierung existierender Simulationsmodelle zur Beschreibung der AGR wird jedoch eine schnelle zyklusaufgelöste Gasanalyse benötigt.

In der vorliegenden Arbeit sollten daher, basierend auf dem Verfahren der direkten Absorptionsspektroskopie mit abstimmbaren Diodenlasern (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy, TDLAS), Spektrometer entwickelt werden, die erstmals eine absolute und kalibrationsfreie In-situ-Messung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und der Temperatur einzelner Motorzyklen zeitlich hochaufgelöst direkt im Brennraum ermöglichen. Für diesen Zweck sollten die Vor- und Nachteile sowie die Einsetzbarkeit zweier Lasertypen, Distributed Feedback Diodenlaser (DFB-DL) und Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL), für den Einsatz an Verbrennungsmotoren untersucht werden. Die Spektrometer sollten nicht nur Schwankungen der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und der Temperatur innerhalb eines einzelnen Motorzyklus mit Kurbelwinkelauflösungen von unter  $3^\circ$  KW bei praxisnahen Motordrehzahlen auflösen, sondern auch für die Untersuchung mehrerer hundert direkt aufeinanderfolgender Motorzyklen einsetzbar sein. Der Einsatzbereich der Spektrometer sollte der Kompressionstakt sein, mit Temperaturen von 300–700 K und Drücken von 0,05–1,0 MPa. Die erwartete  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration liegt hier in Abhängigkeit der Feuchte der Ansaugluft, der Verbrennung und der AGR-Rate im Bereich von 5 000–50 000 ppm.

Zwei Spektrometer wurden auf Basis jeweils eines DFB-DL und eines VCSEL bei 1370 nm entwickelt und an zwei optisch zugänglichen Einzylinderforschungsmotoren am Institut für

Verbrennung und Gasdynamik (IVG) der Universität Duisburg-Essen und am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) der Technischen Universität Darmstadt eingesetzt. Für die Anbindung der Spektrometer an die Motoren wurden insgesamt drei faseroptische Schnittstellen entwickelt, die ein Durchstrahlen des Brennraums ermöglichten.

Die Messungen im geschleppten Betrieb der Einzylindermotoren bei Drehzahlen von 800–2000  $\text{min}^{-1}$  und einem Druck bis zu 0,8 MPa dienten der Bestimmung der Leistungsfähigkeit der beiden Lasersysteme und stellten den ersten Einsatz eines TDLAS-basierten Spektrometers zu kalibrationsfreien Konzentrationsmessung im Motor dar [128]. Im geschleppten Betrieb mit Umgebungsluft mit einer Feuchte zwischen 8000 und 14000 ppm konnten im Kompressionstakt Detektionsgrenzen von bis zu 130 ppm bei  $-180^\circ \text{KW}$  bzw. im späteren Verlauf von 230 ppm ( $-50^\circ \text{KW}$ ) bis 560 ppm bei  $0^\circ \text{KW}$  erfasst werden. Die Gesamtmessunsicherheit  $u_{\text{rel}}$  für die  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration wurde zu 6,2–9,9 % bestimmt. Im Rahmen dieser Messunsicherheit ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung aller ermittelten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen, die mit Spektrometern auf Basis von zwei unterschiedlichen Lasersystemen ohne vorherige Kalibration bestimmt wurden.

Der DFB-DL zeichnet sich besonders durch eine hohe Lichtausbeute von bis zu 25 mW aus und erlaubt somit ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) bzw. niedrigere Detektionsgrenzen im Vergleich zum leistungsschwächeren VCSEL ( $< 1 \text{ mW}$ ). Allerdings beschränkt die geringe Abstimmtiefe ( $1\text{--}2 \text{ cm}^{-1}$ ) mit der zurzeit angewandten Auswertemethodik den Messbereich auf Drücke bis 0,2 MPa und auf Zeitaufösungen von 100  $\mu\text{s}$ , so dass sich der DFB-DL besonders für die frühe Phase der Kompression bei niedrigen Drücken eignet. Der VCSEL hingegen hat den Vorteil einer hohen Abstimmtiefe von bis zu  $16 \text{ cm}^{-1}$ , selbst bei Modulationsfrequenzen bis hin zu mehreren Kilohertz. Diese Eigenschaft ist besonders gegen Ende der Kompressionsphase notwendig, in denen zum einen die Absorptionslinien aufgrund des steigenden Drucks stark verbreitert sind und zum anderen sich die Randbedingungen wie Druck und Temperatur sehr schnell ändern. Mit dem VCSEL konnten Zeitaufösungen von bis zu 33  $\mu\text{s}$  erreicht werden. Diese Zeitaufösung entspricht einer Kurbelwinkelaufösung von  $0,4^\circ \text{KW}$  bei  $2000 \text{ min}^{-1}$  (DFB-DL:  $1,2^\circ \text{KW}$ ). Das VCSEL-basierte Spektrometer ist momentan durch das zur Verfügung stehende Datenerfassungssystem in der Zeitaufösung beschränkt und stellt durch die geringere Lichtleistung höhere Anforderungen an die Schnittstellen.

Zur Absolut-Validierung des Sensors wurde im geschleppten Betrieb erfolgreich ein Vergleich der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration der Ansaugluft und der im Brennraum gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration durchgeführt. Die relativen Abweichungen  $\Delta < c_{\text{H}_2\text{O}} >$  zwischen der mit einem kommerziellen Feuchtesensor in der Ansaugluft gemessenen  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und der im Brennraum mit TDLAS gemessenen Konzentration betrugen 0,6 bis 6 % und liegen damit im Rahmen der Messunsicherheit. Es konnte sogar eine Validierung bei sehr niedrigen Feuchten von nur etwa  $c_{\text{H}_2\text{O}} = 500 \text{ ppm}$ , nahe der Detektionsgrenze der Spektrometer, durchgeführt werden.

Ein weiterer wichtiger Parameter sowohl für die Motorenentwicklung als auch für die Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration aus den TDLAS-Signalen ist die Gastemperatur im Brennraum. Im Gegensatz zur mittlerweile standardisierten Zylinderdruckmessung fehlt an fast allen Prüfständen die Möglichkeit der Inzylinder-Temperaturmessung. Für die ersten

durchgeführten Messungen wurde die Temperatur noch aus der Temperatur im Ansaugtrakt und der Annahme einer adiabatischen Kompression berechnet. Für weitere Messungen wurde ein Spektrometer auf Basis eines VCSEL bei 1392 nm entwickelt, mit dem die simultane Bestimmung der H<sub>2</sub>O-Konzentration und der Gastemperatur ermöglicht wurde.

Die für die Temperaturbestimmung verwendeten Linienparameter aus der HITRAN08/HITEMP-Datenbank erwiesen sich bei Messungen teilweise als fehlerhaft und wurden daher teilweise erstmalig experimentell ermittelt. Neben den Luftverbreiterungskoeffizienten wurden vor allem die Temperaturkoeffizienten der Verbreiterung, die fast ausschließlich aus Simulationsmodellen stammen, für die selektierten Linien an einer heizbaren Zelle im Bereich von 473–673 K bestimmt. Zwei dieser Temperaturkoeffizienten lagen um bis zu einem Faktor 5 höher im Vergleich zu den in HITRAN08 hinterlegten Werten ( $n_{\text{HITRAN08}} = 0,19 \pm 0,04$  bzw.  $0,13 \pm 0,03$  zu  $n_{\text{Witzel}} = 0,607 \pm 0,08$  bzw.  $0,647 \pm 0,11$ ). Die ermittelten Werte stimmen aber im Rahmen der Messunsicherheit mit berechneten Werten aus Simulationsmodellen von R.A. Toth [150] überein. Die Messunsicherheit  $u_{\text{rel}}$  der bestimmten Verbreiterungskoeffizienten liegt bei der Luftverbreiterung zwischen 2,1 und 4,2 % (HITRAN08: 1–10 %) und bei den Temperaturkoeffizienten zwischen 7,4 und 15,8 % (HITRAN08: 10–20 %).

Durch die erfolgreiche Bestimmung der benötigten Temperaturkoeffizienten konnte die optische Temperaturmessung erfolgreich an einer zuvor charakterisierten Hochdruckzelle für Temperaturen von 294 bis 674 K und Drücken von 0,1 bis 0,8 MPa verifiziert werden. Dazu wurden zwei Methoden zur Auswertung der gemessenen TDLAS-Signale entwickelt, die die Temperaturbestimmung einerseits mittels Zwei-Linien-Thermometrie (ZLT) oder andererseits basierend auf einem Vergleich mit einem berechneten Absorptionsprofil erlauben. Die Gastemperatur konnte mit maximalen Abweichungen von 2 % zur simultan mit einem Thermoelement gemessenen Temperatur bestimmt werden. Die optische Temperaturmessung konnte dabei ebenfalls mit einer Zeitauflösung von bis zu 33  $\mu\text{s}$  realisiert werden.

Darauf aufbauend wurden Temperaturmessungen im geschleppten und im gefeuerten Betrieb am Einzylindermotor des RSM durchgeführt. Im geschleppten Betrieb zeigte sich während der Kompressionsphase eine gute Übereinstimmung mit der vorher durch adiabatische Kompression berechneten Temperatur mit Abweichungen von  $\Delta T_{\text{max}} = 4,2$  %. Im gefeuerten Betrieb wurde über den gesamten Motorzyklus, außer dem Bereich der Verbrennung von  $-30^\circ$  bis  $+70^\circ$  KW, für zehn direkt aufeinanderfolgende Motorzyklen eine Temperaturbestimmung durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Temperatur im Kompressionstakt für den gewählten Betriebspunkt kaum von der vorangegangenen Verbrennung beeinflusst wurde. In der Kompressionsphase ergab sich ein gleichbleibender Temperaturverlauf, während die Temperaturen nach der Verbrennung eine große Streubreite mit Spitzentemperaturen von bis zu 1750 K aufwiesen. Die Unsicherheit  $u_{\text{rel}}$  in der Temperaturbestimmung am Motor lag zwischen 1,5 % (Beginn des Kompressionstakts) und 8,5 % (Expansions- und Ausstoßtakt).

Mit dem Spektrometer auf Basis des VCSEL bei 1392 nm gelang eine simultane Bestimmung der H<sub>2</sub>O-Konzentration und Gastemperatur während des gesamten Motorzyklus außer dem Bereich der Verbrennung. Im Ausstoßtakt konnten H<sub>2</sub>O-Konzentrationen im Mittel von 116100 ppm bestimmt werden, wie sie in einer typischen Abgaszusammensetzung erwartet

werden. Des Weiteren konnte im Kompressionstakt eine deutliche Erhöhung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration beim Übergang vom geschleppten in den gefeuerten Betrieb beobachtet werden. Diese erhöhte Konzentration kann auf die interne AGR zurückgeführt werden. Damit steht nicht nur ein Spektrometer zur Verfügung, mit dem die Restgasanalyse in der Kompressionsphase untersucht werden kann, sondern zusätzlich auch direkt die Abgasentstehung nach der Verbrennung.

Zusätzlich gelang im gefeuerten Betrieb die Bestimmung der CO-Konzentration mit einem weiteren VCSEL-basierten Spektrometer bei 2365 nm. CO-Konzentrationen von durchschnittlich 9300 ppm ( $u_{\text{rel}} = 14\%$ ) konnten im Ausstoßtakt ermittelt werden, die ebenfalls mit den Werten einer typischen Abgaszusammensetzung übereinstimmen. Zum ersten Mal konnte damit der kalibrationsfreie CO-Nachweis direkt im Brennraum mit einem Absorptionsspektrometer durchgeführt werden. Diese Messung zeigt, dass die in dieser Arbeit entwickelten Verfahren auch für die Untersuchung weiterer Gasspezies genutzt werden können.

Für die Messungen am BMW-Serienmotor musste das am Einzylindermotor entwickelte Konzept der Querdurchstrahlung des Brennraums übertragen werden. Dafür mussten sowohl einige ingenieurstechnische als auch den optischen Aufbau betreffende Herausforderungen überwunden werden. Da die optischen Zugänge zum Brennraum vorgegeben waren und diese ein direktes Durchstrahlen nicht ermöglichten, musste eine Schnittstelle entwickelt werden, die nach Durchstrahlen des Zylinders unter für optische Elemente widrigen Bedingungen innerhalb des Brennraums eine  $90^\circ$ -Umlenkung des Laserstrahls erlaubt. Dafür wurden zwei kompakte Module entwickelt, die den Brennraum druckdicht verschließen und den optischen Zugang durch zwei Saphir-Fenster mit einem Durchmesser von nur 3,4 mm erreichen. Besonders die Unterdrückung von optischen Interferenzen an den teilweise planen Fensterflächen war nur durch die schräge Einbaulage der Optiken möglich.

Mit dieser entwickelten Schnittstelle gelang erstmals die kalibrationsfreie laseroptische  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsbestimmung integrativ über eine Strecke quer durch den Brennraum in einem Serienmotor. Allerdings konnten für diese Messungen bisher aufgrund der Lichtverluste durch die Umlenkung im Brennraum nur der DFB-DL verwendet werden. Die durchgeführten Messungen im gefeuerten Betrieb während der frühen Kompressionsphase (bis  $-100^\circ$  KW) erreichten  $\text{H}_2\text{O}$ -Detektionsgrenzen von 740 ppm bei einem SNR von über 60 bei einer ungemittelten Messung.

Durch Last- (25–100 Nm) und Drehzahlvariationen ( $1400\text{--}3600\text{ min}^{-1}$ ) konnte die AGR-Rate über das zugehörige Seriensteuergerät variiert werden. Die Variation der AGR-Rate ermöglichte einen Vergleich mit berechneten  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationen aus einem industrietypischen 1D-Ladungswechselmodell und dem „Allgemeinen Restgasmodell“ aus einem anderen Forschungsprojekt. Im Ergebnis lag die ermittelte  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration im Rahmen der Messunsicherheit zwischen den berechneten Konzentrationen der beiden Modelle, die untereinander noch große Abweichungen zeigten, und stimmte in 80 % der untersuchten Betriebspunkte im Rahmen der TDLAS-Messunsicherheit mit dem „Allgemeinen Restgasmodell“ überein. Die Abweichung in der AGR-Rate der beiden theoretischen Modelle untereinander zeigt die Notwendigkeit einer Messtechnik zum besseren Verständnis der AGR.

Die in dieser Arbeit entwickelten Spektrometer können zeitlich hochaufgelöst die Parameter liefern, die zur Validierung und Optimierung solcher Simulationsmodelle notwendig sind.

Die gesetzten Ziele der vorliegenden Arbeit konnten erfolgreich realisiert werden und die gezeigten Ergebnisse bedeuten einen neuen und wichtigen Beitrag zur Thematik der optischen innermotorischen Gasanalyse. Mit den gezeigten Untersuchungen konnte der erstmalige Einsatz einer in situ kalibrationsfreien TDLAS-Messung im Brennraum eines Verbrennungsmotors mit bis zu 33  $\mu$ s-Zeitauflösung zur  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrations- und Temperaturbestimmung an Verbrennungsmotoren gezeigt werden. Mit dem VCSEL konnten erstmals sowohl für Unter- als auch für Hochdruckanwendungen geeignete TDLAS-Spektrometer auf Basis eines einzelnen Lasers zur Bestimmung der  $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration und der Gastemperatur direkt im Brennraum mit  $\mu$ s-Zeitauflösungen entwickelt werden. Durch den Einsatz des TDLAS-Verfahrens entfallen aufwendige Kalibrationen vor oder sogar zwischen den Messungen und der Konzentrations- und Temperaturverlauf kann innerhalb eines einzelnen Motorzyklus zeitlich hochaufgelöst ermittelt werden.

---

## 10.1 Ausblick

---

Die seit Mitte Juni 2013 verfügbare HITRAN2012-Datenbank [171] bestätigt die in dieser Arbeit ermittelten Werte der Temperaturkoeffizienten für die untersuchten Linien (Abbildung 10.1). Besonders die Temperaturkoeffizienten für die Linie 1 und 4 stimmen mit  $n_{\text{HITRAN2012}} = 0,62 \pm 0,13$  bzw.  $0,61 \pm 0,13$  deutlich besser mit den in dieser Arbeit ermittelten Werten von  $n_{\text{Witzel}} = 0,607 \pm 0,08$  bzw.  $0,647 \pm 0,11$  überein als mit den Werten der HITRAN08-Datenbank ( $n_{\text{HITRAN08}} = 0,19 \pm 0,04$  bzw.  $0,13 \pm 0,03$ ). In Zukunft können mit dem hier gezeigten Aufbau weitere Linienparameter bestimmt werden, um die in Datenbanken verfügbaren Parameter zu validieren bzw. deren Unsicherheit, die derzeit teilweise über 20 % liegt, zu verringern.

Eine Erweiterung auf andere Gasspezies konnte in Rahmen dieser Arbeit mit einer Messung der  $\text{CO}$ -Konzentration im Brennraum bereits gezeigt werden. Allerdings bietet die Absorptionsspektroskopie die Möglichkeit, noch weitere Gasspezies zu detektieren. Die entwickelten Spektrometer können durch Wechseln des Lasersystems auch für die Untersuchung anderer Spezies verwendet werden. Mit einem VCSEL bei 2,0  $\mu$ m steht bereits ein Laser für die Untersuchung der für AGR interessanten  $\text{CO}_2$ -Konzentration zur Verfügung. Diese Messungen würden einen Vergleich der aus den  $\text{H}_2\text{O}$ - und  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen bestimmten AGR-Raten ermöglichen und somit weitere wichtige Informationen liefern, um die Modellierung voranzutreiben und weiter zu verbessern.

Auch für den Einsatz am BMW-Serienmotor kann das entwickelte Spektrometer zur Erfassung des gesamten Kompressionstakts noch erweitert werden. Für die Messungen mit dem DFB-DL-System ist eine Anpassung der Auswertemethodik nötig. Diese Anpassung könnte z. B. durch die einmalige Bestimmung eines Basislinien-Polynoms erfolgen, dessen Parameter konstant gehalten werden und nur eine Veränderung in der Transmission erlauben. Auch zeigen frühere Arbeiten, dass durch die Wahl einer nichtlinearen Modulationsrampe die Amplituden-



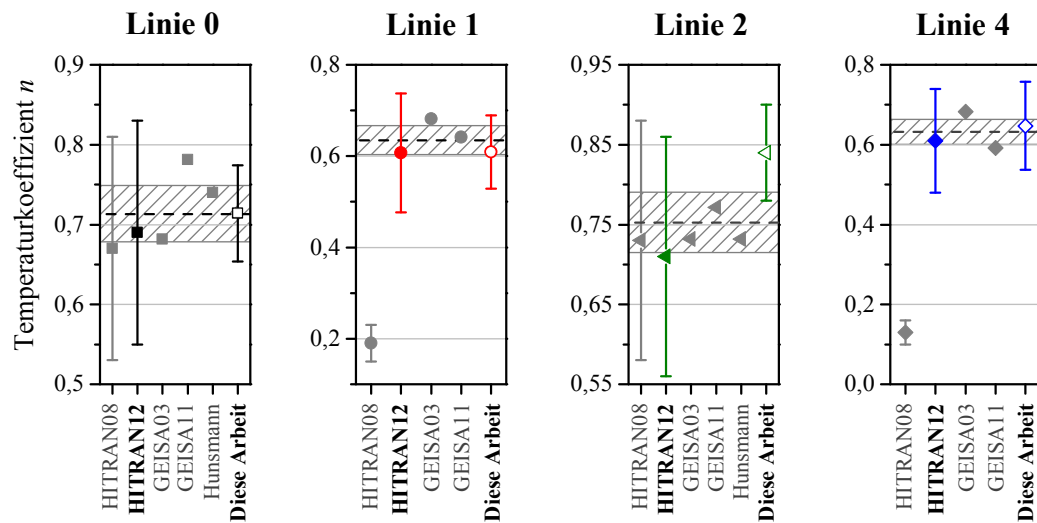


Abbildung 10.1: Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten  $n$  unter anderem mit der neu erschienenen HITRAN2012-Datenbank. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 5%-Bereich (grau) eingezeichnet.

modulation linearisiert werden kann [172]. In beiden Fällen würde sich die Zahl der freien Parameter für die Anpassung des Basislinien-Polynoms deutlich reduzieren und eine stabilere Auswertung auch bei höherem Druck ermöglichen.

Alternativ ist auch ein Einsatz des VCSEL am BMW-Serienmotor möglich, was momentan durch die zu großen Lichtverluste verhindert wird. Die Lichtverluste können zum einen durch ein optimiertes Sensordesign verbessert werden, zum anderen wurden schon erste Untersuchungen zum Einsatz eines optischen Verstärkers zur Steigerung der optischen Leistung durchgeführt. Mit diesem ursprünglich für die Telekommunikationswellenlänge bei 1310 nm ausgelegten Verstärker kann die Leistung des VCSEL bei 1370 nm um den Faktor 333 und die des VCSEL bei 1392 nm um den Faktor 89 verstärkt werden. Hierdurch kann mit den VCSEL ein ähnliches Lichtleistungsniveau erreicht werden wie mit den DFB-DL. Aktuell müssen noch Möglichkeiten zur Korrektur der dabei verstärkt auftretenden spontanen Emission (engl. Amplified Spontaneous Emission, ASE) implementiert werden [173].

Durch die Optimierung der Schnittstellen oder den Einsatz optischer Verstärker könnte auch am Vollmotor eine  $\text{H}_2\text{O}$ -,  $\text{CO}$ - und  $\text{CO}_2$ -Konzentrations- und Temperaturbestimmung ermöglicht werden. Durch die Erweiterung des Datenerfassungssystems und durch ein Multiplexing-Verfahren ist sogar eine zeitgleiche Messung aller drei Spezies und der Temperatur möglich. Dadurch stünde ein Messinstrument zur Verfügung, das sowohl zur Verifizierung von Simulationsmodellen als auch zur Bestimmung des Einflusses verschiedener Motorparameter auf die Abgaszusammensetzung direkt am Prüfstand genutzt werden könnte. Zusätzlich lässt das Messsystem eine Erweiterung beispielsweise auf den Ansaug- oder den Abgastrakt zu, um ein vollständigeres Bild über die Zusammensetzung der angesaugten Luft, die im Brennraum ablaufenden Prozesse und die im Abgas enthaltenen Schadstoffe zu erlangen.



# Anhang

## A.1 Verwendete Linien für den H<sub>2</sub>O-Nachweis und die Zwei-Linien-Thermometrie

Die beiden Tabellen A.1 und A.2 enthalten eine Auflistung aller in der Auswertung zur H<sub>2</sub>O-Konzentrations- und Temperaturbestimmung verwendeten Absorptionslinien bei 1370 nm bzw. 1392 nm.

Tabelle A.1: Liste aller verwendeten Absorptionslinien für die H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei 1370 nm.

Nummer	Position in cm <sup>-1</sup>	Linienstärke in cm <sup>-1</sup> /(Molekül·cm <sup>-2</sup> )	Datenbank
1	7 294,12308	1,630E-20	HITRAN08
2	7 294,26044	1,251E-22	HITRAN08
3	7 296,64903	1,884E-22	HITRAN08
4	7 296,85054	6,616E-23	HITRAN08
5	7 296,87266	9,803E-24	HITRAN08
6	7 297,01682	5,567E-25	HITRAN08
7	7 297,08117	8,27E-24	HITRAN08
8	7 297,27089	7,584E-25	HITRAN08
9	7 297,54209	2,501E-23	HITRAN08
10	7 297,6943	1,585E-23	HITRAN08
11	7 297,98425	3,550E-23	HITRAN08
12	7 298,35234	7,665E-23	HITRAN08
13	7 298,68758	1,299E-23	HITRAN08
14	7 299,08944	3,570E-24	HITRAN08
<b>15 (Linie 0)</b>	<b>7 299,43107</b>	<b>1,005E-20</b>	<b>HITRAN08</b>
16	7 299,54454	7,867E-24	HITRAN08
17	7 299,80881	2,098E-25	HITRAN08
18	7 300,4626	1,412E-25	HITRAN08
19	7 301,43488	6,374E-24	HITRAN08
20	7 302,18356	4,317E-24	HITRAN08
21	7 302,60204	4,599E-23	HITRAN08
22	7 302,75422	1,521E-23	HITRAN08
23	7 303,23156	8,028E-22	HITRAN08
24	7 304,54195	2,493E-23	HITRAN08
25	7 305,08051	3,490E-22	HITRAN08
26	7 306,35384	3,647E-23	HITRAN08
27	7 306,48843	1,271E-22	HITRAN08
28	7 306,73977	1,009E-21	HITRAN08
29	7 306,75210	1,795E-20	HITRAN08

Tabelle A.2: Liste aller verwendeten Absorptionslinien für die  $H_2O$ -Konzentrations- und Temperaturbestimmung bei 1392 nm.

Nummer	Position in $\text{cm}^{-1}$	Linienstärke in $\text{cm}^{-1}/(\text{Molekül}\cdot\text{cm}^{-2})$	Datenbank
1	7 178,05332	2,219E-24	HITRAN08
2	7 178,44584	1,493E-22	HITRAN08
3	7 179,18718	6,011E-23	HITEMP
<b>4 (Linie 4)</b>	<b>7 179,75201</b>	<b>2,299E-22</b>	<b>HITRAN08</b>
5	7 180,39972	5,608E-22	HITRAN08
6	7 180,50039	7,876E-25	HITEMP
7	7 180,61301	3,038E-23	HITRAN08
8	7 181,01999	1,222E-23	HITEMP
9	7 181,09528	6,858E-22	HITRAN08
10	7 181,10895	3,017E-24	HITEMP
<b>11 (Linie 1)</b>	<b>7 181,15578</b>	<b>1,505E-20</b>	<b>HITRAN08</b>
12	7 182,20911	1,541E-21	HITRAN08
<b>13 (Linie 3)</b>	<b>7 182,94962</b>	<b>3,752E-21</b>	<b>HITRAN08</b>
14	7 183,01579	4,115E-22	HITRAN08
15	7 183,27243	6,656E-24	HITRAN08
16	7 184,10093	1,493E-24	HITRAN08
17	7 184,45771	4,676E-25	HITEMP
18	7 185,39427	5,164E-23	HITRAN08
19	7 185,40077	1,049E-23	HITRAN08
<b>20 (Linie 2)</b>	<b>7 185,59731</b>	<b>7,947E-22</b>	<b>HITRAN08</b>
21	7 186,85732	4,680E-24	HITRAN08

## A.2 Absorptionsprofile für die Bestimmung der Linienparameter

Die folgenden Abbildungen zeigen die angepassten Absorptionsprofile zur Bestimmung der Fremdverbreiterungs- und Temperaturkoeffizienten

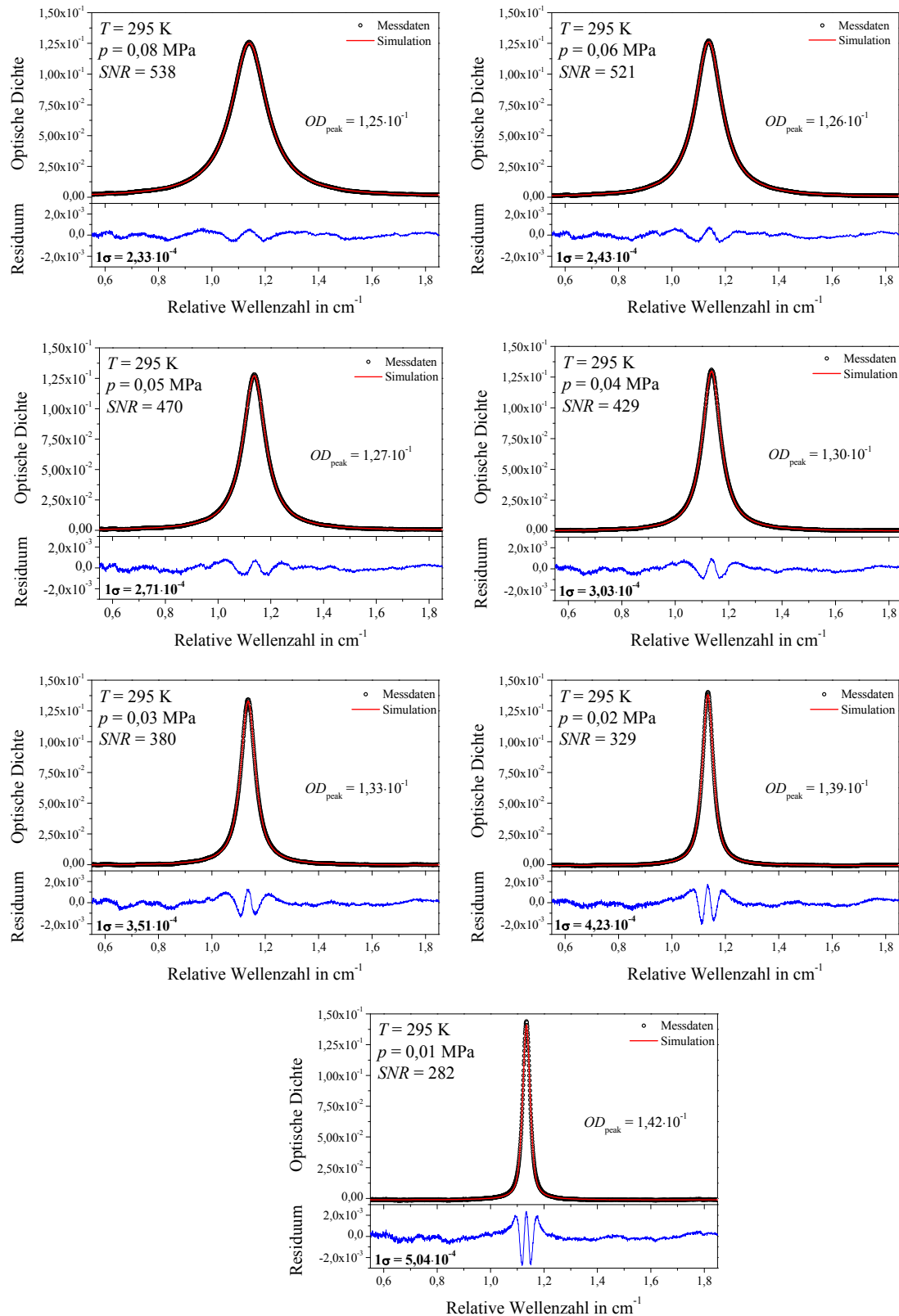


Abbildung A.1: Angepasste Absorptionsprofile bei  $1370 \text{ nm}$  (Fremdverbreiterungskoeffizienten).

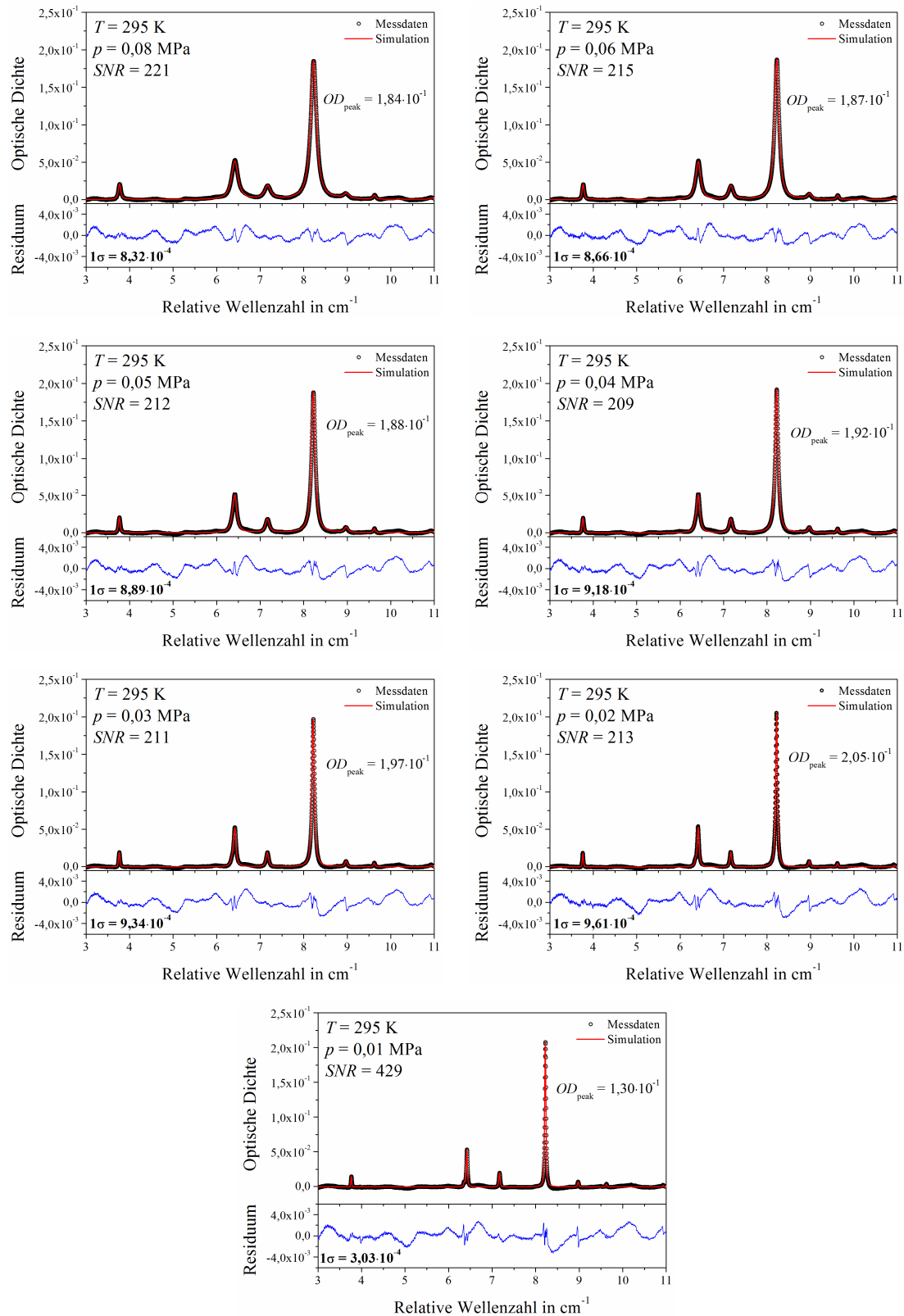


Abbildung A.2: Angepasste Absorptionsprofile bei 1392 nm (Fremdverbreiterungskoeffizienten).

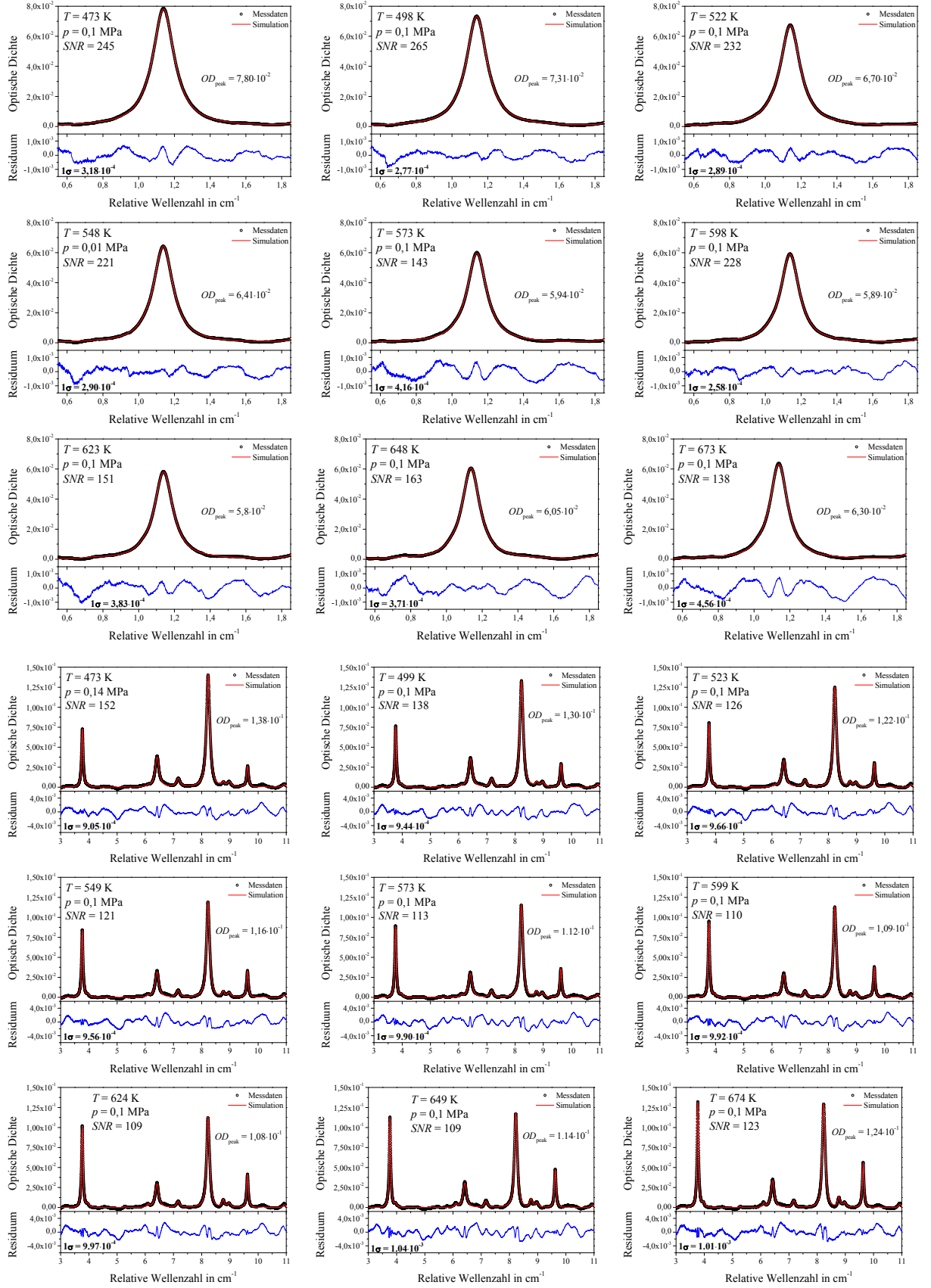


Abbildung A.3: Angepasste Absorptionsprofile bei 1370 nm (Reihe 1–3) und 1392 nm (Reihe 4–6) (Temperaturkoeffizienten).

### A.3 Unsicherheitsbilanzen für die Konzentrationsbestimmung

Die nachfolgenden Tabellen zeigen die berechneten Unsicherheitsbilanzen für verschiedene Zeitpunkte und Spektrometer innerhalb der untersuchten Motorzyklen.

Tabelle A.3: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei –180° KW (1 370 nm, RSM).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	322,5 K	5 % (16 K)	<b>70,4 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$1,005 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	1,0 % <sup>②</sup>	1,6 %
$E$	Grundzustandsenergie	$42,3717 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,0505 MPa	5 % (2,5 kPa)	13,0 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	0,7 %
$A$	Linienfläche	$0,00794 \text{ cm}^{-1}$	3,0 %	14,3 %
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	197,81	4,3 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	174,6382	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$1,37 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	3,9 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$841,69 \cdot 10^{-24} \text{ J}$	1,2 %	–
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(9 090 ± 720) ppm</b>	<b>7,9 %</b>	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]

Tabelle A.4: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei Verwendung von Luft mit einer Feuchte von (530 ± 310) ppm bei –40° KW (1 370 nm, RSM).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	518,3 K	26 K (5 %)	<b>53,7 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$1,005 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	1,0 % <sup>②</sup>	1,1 %
$E$	Grundzustandsenergie	$42,3717 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,406 MPa	4 % (16 kPa)	5,8 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	0,5 %
<b>A</b>	Linienfläche	$0,00794 \text{ cm}^{-1}$	6,0 %	<b>38,9 %</b>
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	407,3	4,5 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	174,6382	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$4,63 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	4,3 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$841,69 \cdot 10^{-24} \text{ J}$	1,2 %	–
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(500 ± 50) ppm</b>	<b>9,6 %</b>	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]

Tabelle A.5: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei -360° KW (VCSEL 1 392 nm, RSM).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	543 K	14 K (2,6 %)	<b>29,7 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$1,505 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	2,0 % <sup>②</sup>	10,9 %
$E$	Grundzustandsenergie	$136,762 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,0785 MPa	4 % (3,1 kPa)	14,5 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	1,2 %
<b>A</b>	Linienfläche	$0,08449 \text{ cm}^{-1}$	4,0 %	<b>43,6 %</b>
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	439,4	2,4 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	174,6382	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$8,14 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	2,7 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$2,7167 \cdot 10^{-24} \text{ J}$	0,4 %	–
<b>c<sub>H2O</sub></b>	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(116 200 ± 7050) ppm</b>	<b>6,1 %</b>	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]

Tabelle A.6: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei +180° KW (VCSEL 1 392 nm, RSM).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	1034 K	52 K (5 %)	<b>69,6 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$1,505 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	2,0 % <sup>②</sup>	4,7 %
$E$	Grundzustandsenergie	$136,762 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,0693 MPa	4 % (2,8 kPa)	6,3 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	0,5 %
<b>A</b>	Linienfläche	$0,01579 \text{ cm}^{-1}$	4,0 %	<b>18,8 %</b>
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	1301,6	5,4 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	174,6382	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$3,26 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	5,2 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$2,7167 \cdot 10^{-24} \text{ J}$	0,4 %	–
<b>c<sub>H2O</sub></b>	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(116 800 ± 10 800) ppm</b>	<b>9,2 %</b>	–

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]



Tabelle A.7: Unsicherheitsbilanz der CO-Konzentrationsbestimmung bei +330° KW (RSM).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	868 K	100 K (12 %)	<b>72,1 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$2,708 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	5,0 % <sup>②</sup>	11,9 %
$E$	Grundzustandsenergie	$138,39 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,079 MPa	5 % (4 kPa)	3,9 %
$L$	Absorptionslänge	8,54 cm	1 % (0,1 cm)	0,2 %
$A$	Linienfläche	$8,65 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	5,0 %	11,8 %
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	331,0	7,2 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	107,034	0,4 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$1,37 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	7,7 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$2,74904 \cdot 10^{-21} \text{ J}$	0,4 %	–
<b>c<sub>CO</sub></b>	<b>CO-Konzentration</b>	<b>(11 500 ± 1 700) ppm</b>	<b>15 %</b>	<b>–</b>

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]

Tabelle A.8: Unsicherheitsbilanz der H<sub>2</sub>O-Konzentrationsbestimmung bei –100° KW am BMW-Serienmotor (IVG).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}^{\textcircled{1}}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
<b>T</b>	Temperatur	416 K	25 K (6 %)	<b>69,1 %</b>
$S(T_0)$	Linienstärke (296 K)	$1,005 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})^{\textcircled{2}}$	1,0 % <sup>②</sup>	1,0 %
$E$	Grundzustandsenergie	$42,3717 \text{ cm}^{-1\textcircled{2}}$	0,5 % <sup>②</sup>	0,0 %
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{\textcircled{1}}$	$5 \cdot 10^{-6} \%^{\textcircled{1}}$	0,0 %
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458 \text{ m/s}^{\textcircled{1}}$	–	–
$p$	Druck	0,127 MPa	6 % (7,6 kPa)	12,2 %
$L$	Absorptionslänge	7,05 cm	5 % (0,35 cm)	8,5 %
$A$	Linienfläche	$0,0287 \text{ cm}^{-1}$	3,0 %	9,2 %
<b>Zwischenergebnisse</b>				
$Q(T)$	Zustandssumme	290,5	5,3 %	–
$Q(T_0)$	Zustandssumme (296 K)	174,6382	0,2 %	–
$S(T)$	Linienstärke	$6,412 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-1}/(\text{Molekül} \cdot \text{cm}^{-2})$	4,9 %	–
$E_j$	Grundzustandsenergie	$841,69 \cdot 10^{-24} \text{ J}$	1,2 %	–
<b>c<sub>H2O</sub></b>	<b>H<sub>2</sub>O-Konzentration</b>	<b>(28 700 ± 2 850) ppm</b>	<b>9,9 %</b>	<b>–</b>

<sup>①</sup>P.J. Mohr et al. [169], <sup>②</sup>R.A. Toth [150]

#### A.4 Unsicherheitsbilanzen für die Bestimmung der Linienparameter

Die folgenden Tabellen zeigen die Unsicherheitsbilanzen für die Bestimmung der Fremdverbreiterungs- und Temperaturkoeffizienten bei 1 370 nm und 1 392 nm.

Tabelle A.9: Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 1,  $\nu = 7185,60 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$n$	Temperaturkoeffizient	0,608 <sup>①</sup>	13,05 % <sup>①</sup>	0,0 %
$T$	Temperatur	296,08 K	0,6 % (1,5 K)	0,29 %
$s_F$	Lineare Anpassung	0,1002 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	1,2 %	15,17 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	0,233 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$ <sup>②</sup>	8,58 % <sup>②</sup>	0,4 %
$p$	Druck	10 – 99 kPa	1,0 %	2,98 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	4 210 ppm	3,3 %	0,06 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,93 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	2,0 %	81,1 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	<b>0,0444 ± 0,001</b>	<b>3,0 %</b>	

<sup>①</sup>HITRAN08 [112], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]

Tabelle A.10: Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 2,  $\nu = 7181,16 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$n$	Temperaturkoeffizient	0,73 <sup>①</sup>	20,0 % <sup>①</sup>	0,0 %
$T$	Temperatur	296,08 K	0,6 % (1,5 K)	1,08 %
$s_F$	Lineare Anpassung	0,1002 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,3 %	1,58 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	0,488 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$ <sup>①</sup>	10,0 % <sup>①</sup>	1,08 %
$p$	Druck	10 – 99 kPa	1,0 %	7,68 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	4 210 ppm	3,3 %	0,11 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,93 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	2,0 %	88,46 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	<b>0,09693 ± 0,002</b>	<b>2,08 %</b>	

<sup>①</sup>HITRAN08 [112]

Tabelle A.11: Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 3,  $\nu = 7182,95 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$n$	Temperaturkoeffizient	0,74 <sup>①</sup>	10,0 % <sup>①</sup>	0,0 %
$T$	Temperatur	296,08 K	0,6 % (1,5 K)	0,29 %
$s_F$	Lineare Anpassung	0,1002 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$	0,4 %	1,04 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	0,46 $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$ <sup>①</sup>	10,0 % <sup>①</sup>	0,24 %
$p$	Druck	10 – 99 kPa	1,0 %	1,97 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	4 210 ppm	3,3 %	0,03 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,93 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	4,0 %	96,43 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	<b>0,1024 ± 0,004</b>	<b>4,18 %</b>	

<sup>①</sup>HITRAN08 [112]

Tabelle A.12: Unsicherheitsbilanz des Temperaturkoeffizienten (Linie 1,  $\nu = 7185,60 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T$	Temperatur	473–674 K	2,0 %	6,23 %
$s_T$	Lineare Anpassung	0,7142	2,8 %	4,49 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	$0,233 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\textcircled{1}}$	$8,58 \text{ \%}^{\textcircled{1}}$	0,45 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	$0,0444 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$	3,0 %	<b>59,91 %</b>
$p$	Druck	99 kPa	0,1 % (0,1 kPa)	0,03 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	5 858 ppm	3,3 %	0,07 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,44 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	2,0 %	<b>28,82 %</b>
<b><math>n</math></b>	<b>Temperaturkoeffizient</b>	<b><math>0,607 \pm 0,08</math></b>	<b>13,20 %</b>	

<sup>①</sup>R. A. Toth [150]Tabelle A.13: Unsicherheitsbilanz des Temperaturkoeffizienten (Linie 2,  $\nu = 7181,16 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T$	Temperatur	473–674 K	2,0 %	12,43 %
$s_T$	Lineare Anpassung	0,7142	2,8 %	14,39 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	$0,488 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\textcircled{1}}$	$10,0 \text{ \%}^{\textcircled{1}}$	0,89 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	$0,1008 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\textcircled{2}}$	$1,49 \text{ \%}^{\textcircled{2}}$	<b>24,68 %</b>
$p$	Druck	99 kPa	0,1 % (0,1 kPa)	0,04 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	5 858 ppm	3,3 %	0,09 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,44 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	2,0 %	<b>47,48 %</b>
<b><math>n</math></b>	<b>Temperaturkoeffizient</b>	<b><math>0,84 \pm 0,06</math></b>	<b>7,43 %</b>	

<sup>①</sup>HITRAN08 [112], <sup>②</sup>R. A. Toth [150]Tabelle A.14: Unsicherheitsbilanz des Temperaturkoeffizienten (Linie 4,  $\nu = 7179,75 \text{ cm}^{-1}$ ).

Größe	Bezeichnung	Wert	Unsicherheit	Einfluss
$T$	Temperatur	473–674 K	2,0 %	2,46 %
$s_T$	Lineare Anpassung	0,7142	2,1 %	1,77 %
$\gamma_{C_{\text{Selbst}}}^0$	Selbstverbreiterungskoeff.	$0,265 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\textcircled{1}}$	$7,55 \text{ \%}^{\textcircled{1}}$	0,27 %
$\gamma_{C_{\text{Luft}}}^0$	Luftverbreiterungskoeff.	$0,0456 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}^{\textcircled{1}}$	$4,39 \text{ \%}^{\textcircled{1}}$	<b>77,70 %</b>
$p$	Druck	99 kPa	0,1 % (0,1 kPa)	0,02 %
$c_{\text{H}_2\text{O}}$	H <sub>2</sub> O-Konzentration	5 858 ppm	3,3 %	0,05 %
$\gamma_C$	Linienbreite (Lorentzanteil)	$1,44 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$	2,0 %	<b>17,74 %</b>
<b><math>n</math></b>	<b>Temperaturkoeffizient</b>	<b><math>0,647 \pm 0,11</math></b>	<b>15,79 %</b>	

<sup>①</sup>R. A. Toth [150]

# Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Übersicht über die Entwicklung der Emissionsgrenzwerte (CO, HC und NO <sub>x</sub> ) für PKW mit Benzin- und Dieselmotoren sowie die Reduzierung in Prozent seit Einführung der Grenzwerte [7].	2
Abbildung 2.1:	Funktionsprinzip eines Viertakt-Motors [57].	8
Abbildung 2.2:	p-V-Diagramm und Übersicht des Druckverlaufs eines Motorzyklus mit Ventilsteuerzeiten bei einem Viertaktmotor [58].	9
Abbildung 2.3:	Exemplarische Abgaszusammensetzung beim Otto- und Dieselmotor [53].	11
Abbildung 2.4:	Schadstoffentstehung beim Ottomotor in Abhängigkeit der Luftzahl $\lambda$ (nach [63]).	11
Abbildung 2.5:	Bestimmung der Effizienz von AGR mit NO-LIF [69].	14
Abbildung 2.6:	Schematische Skizze von externer und interner Abgasrückführung (AGR). Bei interner AGR wird durch Ventilüberschneidung Abgas aus dem Abgastrakt zurück in den Brennraum gesaugt.	15
Abbildung 2.7:	Bändermodell für Nichtleiter, Halbleiter und Leiter (nach [78]).	17
Abbildung 2.8:	p-n-Übergang zur stimulierten Emission von Licht bei angelegter Spannung (nach [78]).	17
Abbildung 2.9:	Aufbau eines Fabry-Pérot-Lasers (nach [78]).	18
Abbildung 2.10:	Gemessenes TDLAS-Signal ohne und mit Störungen.	28
Abbildung 2.11:	Schematischer Ablauf der Signalverarbeitung. Das gemessene Signal (A) wird um die Hintergrundemission (B) und Transmission (C) korrigiert und das Absorptionsprofil extrahiert (D).	29
Abbildung 3.1:	Absorptionsspektrum von 800 bis 3200 nm unter Einbeziehung von H <sub>2</sub> O, CO und CO <sub>2</sub> .	31
Abbildung 3.2:	Temperaturabhängige Linienstärke des H <sub>2</sub> O-Übergangs bei 1369,97 nm (schwarz) sowie unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Dichte $S(T)/T$ (rot).	34
Abbildung 3.3:	Simulierte Absorptionsspektren für 10000 ppm H <sub>2</sub> O ( $L = 10$ cm) mit HITRAN08-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wird der H <sub>2</sub> O-Übergang bei 1369,97 nm.	34
Abbildung 3.4:	Linienstärke $S(T)$ der beiden Übergänge bei 1392 nm (links). Verhältnis der beiden Linienstärken und dessen Änderung in Abhängigkeit von der Temperatur (rechts).	35
Abbildung 3.5:	Simulierte Absorptionsspektren für 10000 ppm H <sub>2</sub> O ( $L = 10$ cm) mit HITRAN08-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wurden die beiden Linien bei 1391,67 nm und 1392,53 nm.	36
Abbildung 3.6:	Emittierte Leistung des verwendeten DFB-DL bei 1370 nm in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.	37
Abbildung 3.7:	Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei H <sub>2</sub> O-Absorptionsspektren bei unterschiedlichen Randbedingungen in Blau und Grau abgebildet.	38
Abbildung 3.8:	Detektorsignal beim Etalon-Durchgang zur Bestimmung der Abstimmtiefe (links). Dynamische Abstimmtiefe des DFB-DL in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz (rechts).	38

Abbildung 3.9:	Strom-Leistungs-Kennlinie des VCSEL (1370 nm) bei $T = 20, 30$ und $40^\circ\text{C}$ (links). Gemessenes Emissionsspektrum mit $\text{SMSR} = -23\text{ dB}$ (rechts).....	40
Abbildung 3.10:	Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionsspektren in Blau und Grau abgebildet sowie der abstimmbare Bereich des DFB-DL (orange).....	40
Abbildung 3.11:	Dynamische Abstimmtiefe des VCSEL und des DFB-DL bei 1370 nm in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz.....	41
Abbildung 3.12:	Strom-Leistungs-Kennlinie für den VCSEL bei 1392 nm (links). Gemessenes Emissionsspektrum mit $\text{SMSR} = -27\text{ dB}$ (rechts).....	42
Abbildung 3.13:	Die Laserwellenlänge in Abhängigkeit von der Lasertemperatur (links) bzw. vom Laserstrom (rechts) ist in Rot dargestellt. Des Weiteren sind zwei $\text{H}_2\text{O}$ -Absorptionsspektren bei unterschiedlichen Randbedingungen in Blau und Grau abgebildet.....	42
Abbildung 4.1:	Schematischer Aufbau eines TDLAS-basierten Spektrometers. ....	43
Abbildung 4.2:	Schematische Darstellung der Messstrecke durch den optischen Zugang zum Brennraum eines Einzylindermotors. ....	47
Abbildung 4.3:	Einzylindermotor am IVG (links) und der teilweise verwendete Quarzglasring (rechts). (Foto: C. Meffert, IVG).....	48
Abbildung 4.4:	Fasergekoppeltes Interface für den Einzylindermotor am IVG. ....	49
Abbildung 4.5:	Entwickeltes Interface für den Einzylindermotor am IVG mit einem robusteren Metallring und zwei gekeilten, schräg eingebauten Saphir-Fenstern. (Foto: C. Meffert).....	50
Abbildung 4.6:	Einzylindermotor am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM). (Foto: CSI - TU Darmstadt, Katrin Binner).....	51
Abbildung 4.7:	Fasergekoppeltes Interface für den Einzylindermotor am RSM, basierend auf dem Interface für den Motor am IVG. ....	51
Abbildung 4.8:	BMW-Serienmotor am IVG mit optischen Zugängen.....	52
Abbildung 4.9:	Schematische Darstellung der Ein- und Auskoppelsensorik für die Messungen am Serienmotor.....	53
Abbildung 4.10:	Schematische Darstellung der Ein- und Auskoppelsensorik für den BMW-Serienmotor.....	55
Abbildung 4.11:	Entwickelte Sensorköpfe für die Anbindung an den BMW-Serienmotor. ....	56
Abbildung 4.12:	Blick durch den „Opt. Zugang 1“ am Serienmotor. Durch den entsprechenden Einbau der Zündkerze versperrt der Zündbügel nicht den Strahlengang auf das dahinter liegende Streutarget. (Foto: C. Meffert).....	57
Abbildung 4.13:	Gemessenes Spektrum ohne Mittelung mit angepasstem Voigt-Profil am Serienmotor (Stillstand) zur Analyse optischer Störungen. ....	57
Abbildung 5.1:	Berechnete Breite der entsprechenden Formfunktion durch Doppler-, Selbst- und Fremdverbreiterung sowie die resultierende Voigt-Gesamtbreite aus HITRAN08-Daten.....	63
Abbildung 5.2:	Vier typische Absorptionsprofile (Einzelmessungen, DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 4\text{ kHz}$ ) im geschleppten Betrieb mit angepasstem Voigt-Profil.....	64
Abbildung 5.3:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines Motorzyklus (DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 4\text{ kHz}$ ).....	65
Abbildung 5.4:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der $\text{H}_2\text{O}$ -Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 100 aufeinanderfolgenden Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und $2\sigma$ (Fehlerbalken) (DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 4\text{ kHz}$ ). ....	66
Abbildung 5.5:	$\text{H}_2\text{O}$ -Konzentrationsverlauf bei $-180^\circ$ , $-130^\circ$ , $-90^\circ$ und $-50^\circ\text{ KW}$ für 100 aufeinanderfolgende Motorzyklen (DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 4\text{ kHz}$ ).....	68

Abbildung 5.6:	Gemittelte H <sub>2</sub> O-Konzentration über den Bereich von $-190^\circ$ bis $-65^\circ$ KW bzw. $-190^\circ$ bis $-43^\circ$ KW für 100 aufeinanderfolgende Motorzyklen (DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	69
Abbildung 5.7:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der H <sub>2</sub> O-Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 80 Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und $2\sigma$ (Fehlerbalken) (DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	70
Abbildung 5.8:	Sechs typische Absorptionsprofile (Einzelmessungen, VCSEL 1370 nm, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz) im geschleppten Betrieb mit angepassten Voigt-Profilen. ....	71
Abbildung 5.9:	Berechnetes SNR der DFB-DL und VCSEL-Messungen. Durch die geringere Leistung des VCSEL liegt das SNR durchschnittlich um etwa 76 % niedriger. ....	72
Abbildung 5.10:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der H <sub>2</sub> O-Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines einzelnen Motorzyklus (VCSEL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	73
Abbildung 5.11:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der H <sub>2</sub> O-Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) von 80 Motorzyklen. Dargestellt sind alle Einzelwerte sowie die Mittelwerte und $2\sigma$ (Fehlerbalken) (VCSEL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	73
Abbildung 5.12:	H <sub>2</sub> O-Konzentrationsverlauf bei $-180^\circ$ , $-130^\circ$ , $-90^\circ$ und $-50^\circ$ KW für 80 aufeinanderfolgende Motorzyklen (VCSEL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	74
Abbildung 5.13:	Gemittelte H <sub>2</sub> O-Konzentration ( $-190^\circ$ bis $-43^\circ$ KW) für 80 aufeinanderfolgende Motorzyklen (VCSEL, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz).....	75
Abbildung 5.14:	Vergleich der beiden Strommodulationsrampen (gestrichelte Linie) und resultierendem Detektorsignal (durchgezogene Linie). ....	76
Abbildung 5.15:	H <sub>2</sub> O-Konzentrationsverläufe im Kompressionstakt für beide Modulationsrampen (links). Die höhere Lichtleistung führt zu einer verbesserten Detektionsgrenze durch ein höheres SNR (rechts).....	77
Abbildung 5.16:	Vergleich der H <sub>2</sub> O-Konzentrationsverläufe während des Kompressionstakts von jeweils 80 Motorzyklen, gemessen mit DFB-DL und VCSEL ( $f_{\text{mod}} = 4$ und $10$ kHz).....	78
Abbildung 5.17:	Übersicht über die Abhängigkeit der Standardabweichung $2\sigma$ (Fehlerbalken) von der Modulationsfrequenz bei DFB-DL- und VCSEL-basiertem Spektrometer. ....	79
Abbildung 5.18:	Vergleich der ermittelten H <sub>2</sub> O-Konzentration bei drei Einlassdrücken mit dem DFB-DL, $f_{\text{mod}} = 4$ kHz (A), VCSEL, $f_{\text{mod}} = 4$ kHz (B) und $f_{\text{mod}} = 10$ kHz (C). Aufgetragen sind die Daten aus jeweils 80 Motorzyklen.....	81
Abbildung 5.19:	Übersicht über die bestimmte H <sub>2</sub> O-Konzentration bei $-130^\circ$ KW und $-46^\circ$ KW bei Variation des Einlassdrucks für DFB-DL und VCSEL. ....	83
Abbildung 5.20:	Gemessene Absorptionsprofile (Einzelmessung, VCSEL 1370 nm, $f_{\text{mod}} = 10$ kHz)....	84
Abbildung 5.21:	Vergleich der ermittelten H <sub>2</sub> O-Konzentration über den Kompressionstakt von 100 Motorzyklen im geschleppten Betrieb ( $1500\text{ cm}^{-1}$ ) bei verschiedenen Modulationsfrequenzen des VCSEL.....	85
Abbildung 5.22:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der H <sub>2</sub> O-Konzentration (oben) und Druck-/Temperaturverlauf (unten) eines Motorzyklus bei $1500\text{ min}^{-1}$ (VCSEL 1370 nm, $f_{\text{mod}} = 30$ kHz).....	86
Abbildung 5.23:	Absorptionsprofile bei $-180^\circ$ KW und Verwendung vorgetrockneter Luft ( $c_{\text{H}_2\text{O}} = 530$ ppm) mit dem DFB-DL (links) und VCSEL (rechts). Die obere Reihe zeigt ungemittelte Messungen, die untere jeweils 25 Profile phasensynchron gemittelt.....	87
Abbildung 5.24:	Kurbelwinkel-Abhängigkeit der H <sub>2</sub> O-Konzentration und Druck-/Temperaturverläufe von jeweils 60 Motorzyklen bei $800\text{ min}^{-1}$ und vorgetrockneter Luft.....	88
Abbildung 5.25:	Übersicht über die Validierung der innermotorischen H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung bei Verwendung von Luft mit $(530 \pm 310)$ ppm bzw. $(8800 \pm 330)$ ppm.....	89
Abbildung 6.1:	Heizbare Hochdruckzelle mit schematischer Darstellung des Aufbaus mit schräg eingesetzten Saphir-Fenstern zur Unterdrückung optischer Interferenzen. ....	92

Abbildung 6.2:	Optische Bestimmung der Absorptionslänge der Hochdruckzelle mittels einer Referenzzelle. ....	94
Abbildung 6.3:	Übersicht über die zusätzlich zu den Hauptlinien (1–4) berechneten Absorptionslinien aus HITRAN08-Daten. ....	95
Abbildung 6.4:	Gemessenes Absorptionsprofil mit angepassten Voigt-Profilen für die vier dominierenden Übergänge sowie weiteren 17 Nebenlinien. Die Linienbreite wurde mit HITRAN08-Daten berechnet. Erkennbar ist die Abweichung im Residuum bei den Linien 1, 2 und 4 bei $T = 674$ K (rechts). ....	95
Abbildung 6.5:	Bestimmung der Fremdverbreiterungskoeffizienten für Luft (Linie 0–3). ....	97
Abbildung 6.6:	Vergleich der bestimmten Luftverbreiterungskoeffizienten $\gamma_{CLuft}^0$ mit Literaturwerten. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 1%-Bereich (schraffiert) eingezeichnet. ....	98
Abbildung 6.7:	Bestimmung des Temperaturkoeffizienten für die Linien im verwendeten Spektralbereich bei 1370 und 1392 nm. ....	99
Abbildung 6.8:	Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten $n$ mit Literaturwerten. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 5%-Bereich (schraffiert) eingezeichnet. ....	101
Abbildung 6.9:	Gemessenes Absorptionsprofil (schwarz) zur ZLT mit angepassten Voigt-Profilen für die vier dominierenden Übergänge sowie für 17 weitere berechnete Nebenlinien (rot). Die Breite der Hauptlinie wurde mit HITRAN08-Daten und den neugewonnenen Temperaturkoeffizienten berechnet. ....	101
Abbildung 6.10:	Iterative Bestimmung der Temperatur mittels ZLT (Methode 1) bei der Vorgabe verschiedener Start-Temperaturen $T_{Start}$ . ....	103
Abbildung 6.11:	Beispiel für eine Auswertung nach Methode 2. Bei zu niedriger (A) oder zu hoher (B) Temperatur ergeben sich signifikante Abweichungen im Residuum im Vergleich zu (C). ....	105
Abbildung 6.12:	Bestimmung der Temperatur über einen Vergleich mit berechneten Absorptionsprofilen (Methode 2.). Die Temperatur ergibt sich aus der niedrigsten Standardabweichung des Residuums. ....	106
Abbildung 6.13:	Jeweils zwei gemessene Absorptionsprofile mit angepassten Linienformfunktionen, ermittelt mit Methode 1 bzw. 2 bei $T_{Therm} = 294$ K und $p = 0,1$ MPa (oben) bzw. $T_{Therm} = 674$ K und $p = 0,7$ MPa (unten). ....	107
Abbildung 6.14:	Vergleich der beiden Auswertemethoden zur Temperaturbestimmung bei verschiedenen Temperaturen und Drücken (links). Abweichungen zwischen der Zelltemperatur und der gemessenen Temperatur (rechts). ....	108
Abbildung 6.15:	Abhängigkeit der ermittelten Temperatur von der Modulationsfrequenz. ....	110
Abbildung 6.16:	Inzylinder-Temperaturmessung über den kompletten Motorzyklus mit Methode 1 und einer Zeitauflösung von 100 $\mu$ s im geschleppten Betrieb. ....	111
Abbildung 6.17:	Abweichungen zwischen der berechneten und der mit ZLT gemessenen Temperatur. ....	112
Abbildung 6.18:	Vergleich der ermittelten innermotorischen $H_2O$ -Konzentration bei Temperaturberechnung (A) und mit ZLT gemessener Temperatur (B) (VCSEL 1370 nm, $f_{mod} = 10$ kHz). ....	113
Abbildung 6.19:	Gegenüberstellung der gemessenen Absorptionsprofile (VCSEL 1392 nm) im geschleppten und gefeuerten Betrieb bei $-180^\circ$ und $+220^\circ$ KW. ....	114
Abbildung 6.20:	Mit ZLT gemessener Temperaturverlauf im gefeuerten Betrieb des Motors für 10 aufeinanderfolgende Motorzyklen (farbige Linien) mit einer Zeitauflösung von 100 $\mu$ s. Zum Vergleich ist der gemessene Temperaturverlauf im geschleppten Betrieb eingezeichnet (grau). Im unteren Teil sind die gemessenen Druckverläufe gezeigt. ....	115
Abbildung 6.21:	Mit ZLT gemessene Temperatur in der Ansaug- und Kompressionsphase (links) bzw. im Arbeits- und Ausstoßtakt (rechts). ....	116



Abbildung 7.1:	H <sub>2</sub> O-Konzentrationsverlauf im Kompressionstakt während 19 gefeuerter Motorzyklen. Es ergibt sich im Mittel eine deutlich erhöhte H <sub>2</sub> O-Konzentration von 21 110 ppm im Vergleich zum geschleppten Betrieb.....	118
Abbildung 7.2:	Messung der H <sub>2</sub> O-Konzentration im Kompressionstakt im geschleppten und gefeueren Betrieb. Die H <sub>2</sub> O-Konzentration für die einzelnen Motorzyklen wurde über den Bereich von -190° bis -20° KW gemittelt. ....	120
Abbildung 7.3:	H <sub>2</sub> O-Konzentrationsverlauf im Ansaug- und Kompressionstakt während 10 gefeuerter Motorzyklen (VCSEL bei 1392 nm) und gleichzeitiger Bestimmung der Gastemperatur für jeden Einzelscan.....	121
Abbildung 7.4:	Verlauf der gemessenen H <sub>2</sub> O-Konzentration über 10 aufeinanderfolgende Motorzyklen im Ausstoßtakt bei gefeuertem Betrieb. Im unteren Teil des Graphen sind die Druck- und Temperaturverläufe dargestellt. ....	122
Abbildung 7.5:	Änderung der gemessenen H <sub>2</sub> O-Konzentration, gemittelt über den Ausstoßtakt beim Übergang vom geschleppten in den gefeuerten Betrieb. ....	123
Abbildung 7.6:	Simulierte Absorptionsspektren für den Bereich um 2365 nm ( $L = 10$ cm) mit HITRAN08-/HITEMP-Daten und Voigt-Linienformen. Verwendet wurde der Übergang bei 2365,55 nm. ....	124
Abbildung 7.7:	Ungemittelte Spektren der CO-Messung beim Beginn (+220° KW) und gegen Ende des Ausstoßtakts (+350° KW).....	125
Abbildung 7.8:	Messung der CO-Konzentration im Ausstoßtakt im gefeuerten Betrieb während eines Motorzyklus. Der Temperaturverlauf wurde aus vorherigen Messungen übernommen.....	126
Abbildung 7.9:	Messung der CO-Konzentration im Ausstoßtakt im geschleppten und gefeuerten Betrieb. Die CO-Konzentration für die einzelnen Motorzyklen wurde über den Bereich von +180° bis +360° KW gemittelt. Temperaturen wurden aus vorherigen Messungen angenommen.....	127
Abbildung 8.1:	Drehzahlabhängiges Drehmoment von BMW-Serienmotor und Bremse sowie die ausgewählten Betriebspunkte BP 1–7 [164]. ....	131
Abbildung 8.2:	Druck- (oben) und Temperaturverlauf (unten) bei Variation der Last. Auf der rechten Seite ist jeweils eine detailliertere Ansicht auf den untersuchten Bereich von -190° bis -100° KW zu sehen.....	132
Abbildung 8.3:	Übersicht über die TDLAS-Signalqualität während des gefeuerten Betriebs des Serienmotors. In den grün hinterlegten Bereichen ist eine ausreichende Signalqualität.....	133
Abbildung 8.4:	Ungemittelte Absorptionsprofile, gemessen im gefeuerten Betrieb des Serienmotors bei -180° und -100° KW bei einer Modulationsfrequenz von $f_{\text{mod}} = 10$ kHz ( $\Delta t = 100$ $\mu$ s). ....	134
Abbildung 8.5:	Verlauf der H <sub>2</sub> O-Konzentration bei vier verschiedenen Drehzahlen während des Kompressionstakts (jeweils 50 Motorzyklen).....	135
Abbildung 8.6:	Mit den beiden Simulationsmodellen berechnete AGR-Rate für die Betriebspunkte 1–4 (Last-Variation) und Betriebspunkte 2, 5–7 (Drehzahlvariation).....	135
Abbildung 8.7:	Berechnete und mit TDLAS gemessene H <sub>2</sub> O-Konzentration bei Variation der Last..	136
Abbildung 8.8:	Berechnete und mit TDLAS gemessene H <sub>2</sub> O-Konzentration bei Variation der Drehzahl.....	137
Abbildung 9.1:	Abweichung in Prozent zwischen idealem Gasgesetz und der Virialgleichung (links). Abweichungen in der Konzentration bei Verwendung des idealen Gasgesetzes (rechts).....	143
Abbildung 9.2:	Abweichung in der Konzentration zwischen Verwendung des idealen Gasgesetzes und der Virialgleichung im Kompressionstakt (geschleppter Betrieb). ....	143
Abbildung 9.3:	Zweiter Virialkoeffizient $B$ für Abgas in Abhängigkeit von der Temperatur.....	144

Abbildung 10.1:	Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten $n$ unter anderem mit der neu erschienenen HITRAN2012-Datenbank. Zusätzlich ist der Mittelwert (gestrichelte Linie) mit einem 5%-Bereich (grau) eingezeichnet. ....	154
Abbildung A.1:	Angepasste Absorptionsprofile bei 1370 nm (Fremdverbreiterungskoeffizienten) ..	159
Abbildung A.2:	Angepasste Absorptionsprofile bei 1392 nm (Fremdverbreiterungskoeffizienten) ..	160
Abbildung A.3:	Angepasste Absorptionsprofile bei 1370 nm (Reihe 1–3) und 1392 nm (Reihe 4–6) (Temperaturkoeffizienten).....	161

# Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1:	Übersicht über die wichtigsten Kolbenpositionen und deren Abkürzung bzw. Zuordnung zum entsprechenden Kurbelwinkel. ....	8
Tabelle 2.2:	Übersicht über die Luftzahl $\lambda$ und ihre Auswirkung auf die Verbrennung. ....	10
Tabelle 2.3:	Verschiedene Maßnahmen zur Brennverfahrensoptimierung am Beispiel von Dieselmotoren und deren Einfluss auf die Schadstoffentstehung [59]. ....	13
Tabelle 3.1:	Übersicht über die für innermotorische Untersuchungen zu erwartenden Randbedingungen. ....	32
Tabelle 4.1:	Verwendung der optischen Zugangsmöglichkeiten am BMW-Serienmotor. ....	53
Tabelle 5.1:	Technische Daten der beiden Einzylindermotoren am IVG und RSM. ....	60
Tabelle 5.2:	Übersicht über die Detektionsgrenzen bei Verwendung von DFB-DL bzw. VCSEL. ....	77
Tabelle 5.3:	Übersicht über die gemessene $H_2O$ -Konzentration, gemessen mit DFB-DL und VCSEL. ....	79
Tabelle 5.4:	Übersicht über die gemessene $H_2O$ -Konzentration bei $-130^\circ$ KW und $-46^\circ$ KW bei Variation des Einlassdrucks. ....	82
Tabelle 5.5:	Validierung der Spektrometer mit der in der Ansaugluft bestimmten $H_2O$ -Konzentration. ....	88
Tabelle 6.1:	Vergleich der bestimmten Luftverbreiterungskoeffizienten $\gamma_{CLuft}^0$ mit Literaturangaben. ....	98
Tabelle 6.2:	Vergleich der bestimmten Temperaturkoeffizienten $n$ mit Literaturwerten. ....	100
Tabelle 8.1:	Übersicht über die Betriebspunkte des Serienmotors bei Last- und Drehzahlvariation. ....	132
Tabelle 9.1:	Unsicherheitsbilanz der $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei $-10^\circ$ KW (geschleppter Betrieb). ....	140
Tabelle 9.2:	Unsicherheitsbilanz des Luftverbreiterungskoeffizienten für Linie 0. ....	145
Tabelle 9.3:	Unsicherheitsbilanz des Temperaturkoeffizienten für Linie 0. ....	146
Tabelle 9.4:	Unsicherheitsbilanz der ZLT unter Laborbedingungen. ....	147
Tabelle 9.5:	Unsicherheitsbilanz der ZLT am Motor. ....	148
Tabelle A.1:	Liste aller verwendeten Absorptionslinien für die $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei 1 370 nm. ....	155
Tabelle A.2:	Liste aller verwendeten Absorptionslinien für die $H_2O$ -Konzentrations- und Temperaturbestimmung bei 1 392 nm. ....	156
Tabelle A.3:	Unsicherheitsbilanz der $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei $-180^\circ$ KW (1 370 nm, RSM). ....	160
Tabelle A.4:	Unsicherheitsbilanz der $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei Verwendung von Luft mit einer Feuchte von $(530 \pm 310)$ ppm bei $-40^\circ$ KW (1 370 nm, RSM). ....	160
Tabelle A.5:	Unsicherheitsbilanz der $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei $-360^\circ$ KW (VCSEL 1 392 nm, RSM). ....	161
Tabelle A.6:	Unsicherheitsbilanz der $H_2O$ -Konzentrationsbestimmung bei $+180^\circ$ KW (VCSEL 1 392 nm, RSM). ....	161
Tabelle A.7:	Unsicherheitsbilanz der $CO$ -Konzentrationsbestimmung bei $+330^\circ$ KW (RSM). ....	162

Tabelle A.8:	Unsicherheitsbilanz der H <sub>2</sub> O-Konzentrationsbestimmung bei –100° KW am BMW-Serienmotor (IVG).....	162
Tabelle A.9:	Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 1, $\nu=7185,60 \text{ cm}^{-1}$ ). ...	163
Tabelle A.10:	Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 2, $\nu = 7181,16 \text{ cm}^{-1}$ )...	163
Tabelle A.11:	Unsicherheitsbilanz des Verbreiterungskoeffizienten (Linie 3, $\nu = 7182,95 \text{ cm}^{-1}$ )...	163
Tabelle A.12:	Unsicherheitsbilanzen des Temperaturkoeffizienten (Linie 1, $\nu = 7185,60 \text{ cm}^{-1}$ )....	164
Tabelle A.13:	Unsicherheitsbilanzen des Temperaturkoeffizienten (Linie 2, $\nu = 7181,16 \text{ cm}^{-1}$ )....	164
Tabelle A.14:	Unsicherheitsbilanzen des Temperaturkoeffizienten (Linie 4, $\nu = 7179,75 \text{ cm}^{-1}$ )....	164

---

# Literaturverzeichnis

- [1] Benz & Co, „Fahrzeug mit Gasmotorenbetrieb“, Kaiserliches Patentamt Berlin, Patent-Nr. 37435 (1886).
- [2] Eyevis, „Carl Benz - das Genie, das die Welt bewegte und die Frau die an ihn glaubte“, *Eyevision*, 3/2011.
- [3] The Gallup Organization, Hungary, „Eurobarometer-Report: Future of transport“, Flash EB Series #312 (2011).
- [4] D. Sperling, D. Gordon, *Two Billion Cars: Driving Toward Sustainability*, Oxford University Press, USA, (2010).
- [5] „Pressemitteilung: 28 Professoren der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Kraftfahrzeug- und Motorentechnik äußern sich zur Zukunft der Elektromobilität“, RWTH Universität Aachen (2012).
- [6] O. S. Kaiser, H. Eickenbusch, V. Grimm, A. Zweck, *Zukunft des Autos*, Zukünftige Technologien Consulting der VDI Technologiezentrum GmbH, Düsseldorf (2008).
- [7] Umweltbundesamt, „Grenzwerte für Schadstoffemissionen von PKW“, verfügbar unter [www.umweltbundesamt.de/verkehr/index.htm](http://www.umweltbundesamt.de/verkehr/index.htm), zugegriffen: 12. Januar 2013.
- [8] R. van Basshuysen, F. Schäfer, *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*, Springer Verlag, Heidelberg, (2009).
- [9] A. A. Quader, R. F. Majkowski, „Cycle-By-Cycle Mixture Strength and Residual-Gas Measurements During Cold Starting“, SAE Technical Paper 1999-01-1107 (1999).
- [10] T. Toda, H. Nohira, K. Kobashi, „Evaluation of Burned Gas Ratio (BGR) as a Predominant Factor to NO<sub>3</sub>“, SAE Technical Paper 760765 (1976).
- [11] F. Galliot, W. K. Cheng, C.-O. Cheng, M. Sztenderowicz, J. B. Heywood, N. Collings, „In-Cylinder Measurements of Residual Gas Concentration in a Spark Ignition Engine“, SAE Technical Paper 900485 (1990).
- [12] K. Schnitzel, „Kohlenwasserstoff-Emissionen eines Motors mit Benzin-Direkteinspritzung und wandgeführtem Brennverfahren“, Dissertation, Universität Magdeburg (2005).
- [13] J. Haus, *Optical Sensors: Basics and Applications*, 1. Aufl., Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, (2010).
- [14] J. Hodgkinson, R. P. Tatam, „Optical gas sensing: a review“, *Meas. Sci. Technol.* **24**, 012004 (2013).
- [15] D. Klick, K. A. Marko, L. Rimai, „Broadband single-pulse CARS spectra in a fired internal combustion engine“, *Appl. Opt.* **20**, 1178–1181 (1981).
- [16] M. J. Cottreau, F. Grisch, J. J. Marie, „CARS measurements of temperature and species concentrations in an IC engine“, *Appl. Phys. B* **51**, 63–66 (1990).
- [17] D. A. Rothamer, J. A. Snyder, R. K. Hanson, R. R. Steeper, „Optimization of a tracer-based PLIF diagnostic for simultaneous imaging of EGR and temperature in IC engines“, *Appl. Phys. B* **99**, 371–384 (2009).
- [18] P. C. Miles, „Raman Line Imaging for Spatially and Temporally Resolved Mole Fraction Measurements in Internal Combustion Engines“, *Appl. Opt.* **38**, 1714–1732 (1999).
- [19] M. C. Weikl, F. Beyrau, A. Leipertz, „Simultaneous temperature and exhaust-gas recirculation-measurements in a homogeneous charge-compression ignition engine by use of pure rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy“, *Appl. Opt.* **45**, 3646–3651 (2006).
- [20] K. D. Rein, S. T. Sanders, R. J. Bartula, „Interferometric Techniques for Crank-Angle Resolved Measurements of Gas Spectra in Engines“, SAE Technical Paper 2009-01-0863 (2009).

- 
- [21] K. D. Rein, S. T. Sanders, S. R. Lowry, E. Y. Jiang, J. J. Workman, „In-cylinder Fourier-transform infrared spectroscopy“, *Meas. Sci. Technol.* **19**, 043001 (2008).
- [22] L. A. Kranendonk, A. W. Caswell, A. M. Myers, S. T. Sanders, „Wavelength-Agile Laser Sensors for Measuring Gas Properties in Engines“, SAE Technical Paper 2003-01-1116 (2003).
- [23] J. B. Jeffries, J. M. Porter, S. H. Pyun, R. K. Hanson, K. R. Sholes, K. Shouji, T. Chaya, „An In-cylinder Laser Absorption Sensor for Crank-angle-resolved Measurements of Gasoline Concentration and Temperature“, SAE Technical Paper 2010-01-2251 (2010).
- [24] N. Kawahara, E. Tomita, A. Ohtsuki, Y. Aoyagi, „Cycle-resolved residual gas concentration measurement inside a heavy-duty diesel engine using infrared laser absorption“, *Proc. Combust. Inst.* **33**, 2903–2910 (2011).
- [25] K. Sassenscheid, „Abgasmessung am Motorprüfstand: Das schnelle Infrarot-Laserspektrometer DEGAS IV“, *tm - Technisches Messen* **72**, 449–454 (2005).
- [26] C. L. Hagen, S. T. Sanders, „Investigation of multi-species ( $\text{H}_2\text{O}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$ ) sensing and thermometry in an HCCI engine by wavelength-agile absorption spectroscopy“, *Meas. Sci. Technol.* **18**, 1992–1998 (2007).
- [27] M. J. Hall, P. Zuzek, R. W. Anderson, „Fiber Optic Sensor for Crank Angle Resolved Measurements of Burned Gas Residual Fraction in the Cylinder of an SI Engine“, SAE Technical Paper 2001-01-1921 (2001).
- [28] L. de Francqueville, B. Thirouard, V. Ricordeau, „Measurement of Residual Gas Fraction Using IR Absorption“, SAE Technical Paper 2006-01-3337 (2006).
- [29] M. Cundy, T. Schucht, O. Thiele, V. Sick, „High-speed laser-induced fluorescence and spark plug absorption sensor diagnostics for mixing and combustion studies in engines“, *Appl. Opt.* **48**, 94–104 (2009).
- [30] D.-P. T. Berg, D. O. Thiele, D. S. Seefeldt, P. D.-I. R. Vanhaelst, „Bestimmung der innermotorischen Gemischbildung durch optisches Indizieren“, *MTZ Motortech Z* **74**, 472–477 (2013).
- [31] D. W. Mattison, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, R. R. Steeper, S. De Zilwa, J. E. Dec, M. Sjöberg, W. Hwang, „In-cylinder gas temperature and water concentration measurements in HCCI engines using a multiplexed-wavelength diode-laser system: Sensor development and initial demonstration“, *Proc. Combust. Inst.* **31**, 791–798 (2007).
- [32] E. Tomita, N. Kawahara, M. Shigenaga, A. Nishiyama, R. W. Dibble, „In situ measurement of hydrocarbon fuel concentration near a spark plug in an engine cylinder using the  $3.392\ \mu\text{m}$  infrared laser absorption method: discussion of applicability with a homogeneous methane–air mixture“, *Meas. Sci. Technol.* **14**, 1350–1356 (2003).
- [33] A. Leibinger, „Aufbau eines in situ TDL-Spektrometers zur zeitlich hochaufgelösten Bestimmung absoluter CO-Konzentrationen im Abgas eines Ottomotors“, Master Thesis, TU Darmstadt (2012).
- [34] R. Evertsen, A. Staicu, N. Dam, A. van Vliet, J. J. ter Meulen, „Pulsed cavity ring-down spectroscopy of NO and  $\text{NO}_2$  in the exhaust of a diesel engine“, *Appl. Phys. B* **74**, 465–468 (2002).
- [35] L. A. Kranendonk, J. W. Walewski, T. Kim, S. T. Sanders, „Wavelength-agile sensor applied for HCCI engine measurements“, *Proc. Combust. Inst.* **30**, 1619–1627 (2005).
- [36] G. B. Rieker, H. Li, X. Liu, J. T. C. Liu, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, M. G. Allen, S. D. Wehe, P. A. Mulhall, u. a., „Rapid measurements of temperature and  $\text{H}_2\text{O}$  concentration in IC engines with a spark plug-mounted diode laser sensor“, *Proc. Combust. Inst.* **31**, 3041–3049 (2007).
- [37] K. Akihiko, S. Kevin, H. Yutaka, U. Tomonori, T. Shohei, H. Ronald, J. Jay, A. Mark, „Simultaneous Measurement of in-Cylinder Temperature and Residual Gas Concentration in the Vicinity of the Spark Plug by Wavelength Modulation Infrared Absorption“, *Proceedings JSAE Annual Congress*, 21–26 (2006).
- [38] M. Stevens, S. A. Bell, „The NPL standard humidity generator: an analysis of uncertainty by validation of individual component performance“, *Meas. Sci. Technol.* **3**, 943 (1992).
- [39] L. A. Kranendonk, J. E. Parks, V. Prikhodko, W. Partridge, „High Speed  $\text{H}_2\text{O}$  Concentration Measurements Using Absorption Spectroscopy to Monitor Exhaust Gas“, SAE Technical Paper 2009-01-0239 (2009).

- 
- [40] J. T. Pisano, C. Sauer, T. Durbin, G. Mackay, „Measurement of Low Concentration  $\text{NH}_3$  in Diesel Exhaust using Tunable Diode Laser Adsorption Spectroscopy (TDLAS)“, SAE Technical Paper 2009-01-1519 (2009).
  - [41] X. Tu, F. Dong, F. Qi, Y. Zhang, W. Liu, J. Liu, „On-road remote sensing of CO and  $\text{CO}_2$  of motor vehicle exhaust emissions in Beijing using a TDLAS system“, *SPIE Proceedings* **5832**, 350–358 (2005).
  - [42] V. L. Kasyutich, R. J. Holdsworth, P. A. Martin, „In situ vehicle engine exhaust measurements of nitric oxide with a thermoelectrically cooled, cw DFB quantum cascade laser“, *Journal of Physics: Conference Series* **157**, 012006 (2009).
  - [43] M. Lackner, *Gas sensing in industry by tunable diode laser spectroscopy (TDLS): Review on state-of-the-art metrology for demanding species concentration, temperature and pressure measurement tasks*, ProcessEng Engineering, (2008).
  - [44] C. Schulz, A. Dreizler, V. Ebert, J. Wolfrum, „Combustion Diagnostics“, in *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, C. Tropea, A. L. Yarin, und J. F. Foss, Hrsg., S. 1241–1315, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (2007).
  - [45] K. Kohse-Höinghaus, J. B. Jeffries, *Applied Combustion Diagnostics*, 1. Aufl., Taylor & Francis Group, (2002).
  - [46] J. Wolfrum, T. Dreier, V. Ebert, C. Schulz, „Laser-Based Combustion Diagnostics“, in *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, R. A. Meyers, Hrsg., John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK (2006).
  - [47] V. Ebert, J. Fitzer, I. Gerstenberg, M. Jochem, J. Martin, K.-U. Pleban, J. Wolfrum, „Fast In-situ Monitoring of  $\text{O}_2$  in a Full-scale Waste Incinerator with NIR-Diode-Lasers“, in *VDI-Berichte* **1313**, S. 549–554, VDI-Berichte, (1997).
  - [48] H. Teichert, T. Fernholz, V. Ebert, „Simultaneous In Situ Measurement of CO,  $\text{H}_2\text{O}$ , and Gas Temperatures in a Full-Sized Coal-Fired Power Plant by Near-Infrared Diode Lasers“, *Appl. Opt.* **42**, 2043–2051 (2003).
  - [49] V. Ebert, T. Fernholz, C. Giesemann, H. Pitz, H. Teichert, J. Wolfrum, H. Jaritz, „Simultaneous diode-laser-based in situ detection of multiple species and temperature in a gas-fired power plant“, *Proc. Combust. Inst.* **28**, 423–430 (2000).
  - [50] P. Ortwein, W. Woiwode, S. Fleck, M. Eberhard, T. Kolb, S. Wagner, M. Gisi, V. Ebert, „Absolute diode laser-based in situ detection of HCl in gasification processes“, *Exp. Fluids* **49**, 961–968 (2010).
  - [51] S. Wagner, M. Klein, T. Kathrotia, U. Riedel, T. Kissel, A. Dreizler, V. Ebert, „Absolute, spatially resolved, in situ CO profiles in atmospheric laminar counter-flow diffusion flames using  $2.3\ \mu\text{m}$  TDLAS“, *Appl. Phys. B*, 1–8 (2012).
  - [52] G. B. Rieker, J. Jeffries, R. Hanson, J. T. C. Liu, T. Marthur, M. R. Gruber, C. D. Carter, „Diode laser sensor for gas temperature and  $\text{H}_2\text{O}$  concentration in asramjet combustor using wavelength modulation spectroscopy“, gehalten auf der Joint Propulsion Conf., 2005.
  - [53] G. P. Merker, C. Schwarz, R. Teichmann, *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*, Vieweg+Teubner Verlag, (2011).
  - [54] R. Pischinger, M. Klell, T. Sams, *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*, 3. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2009).
  - [55] F. Sass, *Geschichte des deutschen Verbrennungsmotorenbaues von 1860 bis 1918*, Springer Verlag, Heidelberg, (1962).
  - [56] L. Day, I. McNeil, *Biographical Dictionary of the History of Technology*, Routledge, (2003).
  - [57] „Ottomotor“, mit Genehmigung des Bibliographisches Instituts, Mannheim, (© Bibliographisches Institut, Mannheim), verfügbar unter <http://www.duden.de/rechtschreibung/Ottomotor>, zugegriffen: 10. Januar 2013.
  - [58] C. Schulz, „Skriptum Verbrennungsmotoren, Universität Duisburg-Essen“.
  - [59] K. Mollenhauer, H. Tschöke, *Handbuch Dieselmotoren*, 3. neu bearb. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2007).
  - [60] H. Eichlseder, M. Klütting, W. Piock, *Grundlagen und Technologien des Ottomotors: Der Fahrzeugantrieb/Powertrain*, 1. Aufl., Springer Verlag, Wien, New York, (2007).
  - [61] F. Joos, *Technische Verbrennung*, Springer Verlag, Heidelberg, (2006).
  - [62] M. E. Mann, R. S. Bradley, M. K. Hughes, „Global-scale temperature patterns and climate forcing over the past six centuries“, *Nature* **392**, 779–787 (1998).
-



- 
- [63] C. Beidl, „Skriptum Verbrennungskraftmaschinen, Fachgebiet Verbrennungskraftmaschinen, TU Darmstadt“, 2011.
- [64] Y. B. Zeldovich, „Formation of nitrogen in combustion and explosions“, *Acta Physicochim. USSR* **21**, 577–628 (1946).
- [65] C. P. Fenimore, „Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames“, *Symposium (International) on Combustion* **13**, 373–380 (1971).
- [66] G. Wedler, *Lehrbuch der Physikalischen Chemie*, 2. Aufl., Wiley-VCH, Weinheim (1985).
- [67] M. Zheng, G. T. Reader, J. G. Hawley, „Diesel engine exhaust gas recirculation-a review on advanced and novel concepts“, *Energy Conversion and Management* **45**, 883–900 (2004).
- [68] K. O. Lee, J. Zhu, J. Song, „Effects of exhaust gas recirculation on diesel particulate matter morphology and NO<sub>x</sub> emissions“, *International Journal of Engine Research* **9**, 165–175 (2008).
- [69] W. G. Bessler, C. Schulz, M. Hartmann, M. Schenk, „Quantitative In-Cylinder NO-LIF Imaging in a Direct-Injected Gasoline Engine with Exhaust Gas Recirculation“, SAE Technical Paper 2001-01-1978 (2001).
- [70] A. Einstein, „Zur Quantentheorie der Strahlung“, *Physik. Zeitschr.* **18**, 121–128 (1917).
- [71] T. H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby“, *Nature* **187**, 493–494 (1960).
- [72] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, „Coherent Light Emission From GaAs Junctions“, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366–368 (1962).
- [73] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist, *Laser*, Springer Verlag, Heidelberg, (2008).
- [74] G. Schiffner, *Optische Nachrichtentechnik*, Vieweg+teubner Verlag, (2005).
- [75] L. Hildebrandt, R. Knispel, J. Sacher, „Kompakte External Cavity Dioden Laser für die industrielle Messtechnik (Compact External Cavity Diode Laser for Industrial Analysis)“, *tm - Technisches Messen* **68**, 374 (2001).
- [76] W. Zeller, L. Naehle, P. Fuchs, F. Gerschuetz, L. Hildebrandt, J. Koeth, „DFB Lasers Between 760 nm and 16  $\mu$ m for Sensing Applications“, *Sensors* **10**, 2492–2510 (2010).
- [77] H.-J. Eichler, J. Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, 6., aktualisierte Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2006).
- [78] E. Voges, K. Petermann, *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*, 1. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2002).
- [79] J. Kotik, M. C. Newstein, „Theory of LASER Oscillations in Fabry-Perot Resonators“, *Journal of Applied Physics* **32**, 178–186 (1961).
- [80] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura, „Direct Frequency Modulation In AlGaAs Semiconductor Lasers“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **30**, 428–441 (1982).
- [81] R. G. S. Plumb, „Distributed feedback laser.“, Europäisches Patentamt, Patent-Nr. EP0267667, 1987.
- [82] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (1993).
- [83] L. Naehle, S. Belahsene, M. von Edlinger, M. Fischer, G. Boissier, P. Grech, G. Narcy, A. Vicet, Y. Rouillard, u. a., „Continuous-wave operation of type-I quantum well DFB laser diodes emitting in 3.4  $\mu$ m wavelength range around room temperature“, *Electronics Letters* **47**, 46–47 (2011).
- [84] I. Vurgaftman, W. Bewley, C. Canedy, C. Kim, M. Kim, C. Merritt, J. Abell, J. Meyer, „Interband Cascade Lasers with Low Threshold Powers and High Output Powers“, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **19**, 1200210 (2013).
- [85] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, Y. Suematsu, „GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers“, *Japanese Journal of Applied Physics* **18**, 2329–2330 (1979).
- [86] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, K. Iga, „Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser“, *Electronics Letters* **29**, 913–914 (1993).
- [87] M. Müller, C. Grasse, K. Saller, T. Grundl, G. Bohm, M. Ortsiefer, M. C. Amann, „1.3  $\mu$ m high-power short-cavity VCSELs for high-speed applications“, in *2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, S. 1–2, San Jose, CA, USA (2012).
- [88] M. Hagerott Crawford, K. D. Choquette, R. J. Hickman, K. M. Geib, „InAlGaP vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs): processing and performance“, in *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, S. 32–35, Cape Cod, MA, USA (1997).

- 
- [89] A. Bachmann, S. Arafin, K. Kashani-Shirazi, „Single-mode electrically pumped GaSb-based VCSELs emitting continuous-wave at 2.4 and 2.6  $\mu\text{m}$ “, *New Journal of Physics* **11**, 125014 (2009).
  - [90] D. Vujanic, W. Jaeger, J. Tulip, „Effect of optical feedback on a VCSEL TDLAS“, *Appl. Phys. B* **99**, 585–589 (2010).
  - [91] M. Rahim, A. Khair, F. Felder, M. Fill, H. Zogg, M. W. Sigrist, „5- $\mu\text{m}$  vertical external-cavity surface-emitting laser (VECSEL) for spectroscopic applications“, *Appl. Phys. B* **100**, 261–264 (2010).
  - [92] H. Li, K. Iga, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, 1. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2002).
  - [93] H. Dyball, „A clean sweep for MEMS-VCSELs“, *Electronics Letters* **48**, 805 (2012).
  - [94] M. Lackner, G. Totschnig, F. Winter, M. Ortsiefer, M. C. Amann, R. Shau, J. Roskopf, „Demonstration of methane spectroscopy using a vertical-cavity surface-emitting laser at 1.68  $\mu\text{m}$  with up to 5 MHz repetition rate“, *Meas. Sci. Technol.* **14**, 101–106 (2003).
  - [95] J. Wang, S. T. Sanders, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, „Oxygen measurements at high pressures with vertical cavity surface-emitting lasers“, *Appl. Phys. B* **72**, 865–872 (2001).
  - [96] J. Chen, A. Hangauer, R. Strzoda, M.-C. Amann, „VCSEL-based calibration-free carbon monoxide sensor at 2.3  $\mu\text{m}$  with in-line reference cell“, *Appl. Phys. B* **102**, 381–389 (2010).
  - [97] A. Hangauer, J. Chen, K. Seemann, P. Karge, R. Strzoda, M. C. Amann, „Compact VCSEL-based  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  sensor with inherent wavelength calibration for safety and air-quality applications“, in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, Optical Society of America, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper JThB3.
  - [98] V. Ebert, J. Wolfrum, „Absorption spectroscopy“, in *Optical Measurements: Techniques and Applications*, S. 227–265, Springer Verlag, Heidelberg, München, (2001).
  - [99] S. Wagner, „Ortsaufgelöste in situ Bestimmung absoluter  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , OH, CO und  $\text{C}_2\text{H}_2$  Profile in laminaren Gegenstromflammen mittels Diodenlaser- und Cavity-Ring-down-Spektroskopie“, Dissertation, Universität Heidelberg (2011).
  - [100] W. Demtröder, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, 4. erw. u. neubearb. Aufl., Springer Verlag, Heidelberg, (2000).
  - [101] T. Fernholz, „Entwicklung und Aufbau eines DSP-gestützten Diodenlaserspektrometers zum In-situ-Gasnachweis in industriellen Feuerungsanlagen“, Dissertation, Universität Heidelberg (2001).
  - [102] J. Puerta, P. Martin, „Three and four generalized Lorentzian approximations for the Voigt line shape“, *Appl. Opt.* **20**, 3923–3928 (1981).
  - [103] J. Humlíček, „An efficient method for evaluation of the complex probability function: The Voigt function and its derivatives“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **21**, 309–313 (1979).
  - [104] Y. Liu, J. Lin, G. Huang, Y. Guo, C. Duan, „Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile“, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 666–672 (2001).
  - [105] E. E. Whiting, „An empirical approximation to the Voigt profile“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **8**, 1379–1384 (1968).
  - [106] D. J. Brassington, „Tunable diode laser absorption spectroscopy for the measurements of atmospheric species“, in *Spectroscopy in Environmental Science* **24**, R. E. Hester und R. J. H. Clark, Hrsg., John Wiley, New York (1994).
  - [107] J. J. Olivero, R. L. Longbothum, „Empirical fits to the Voigt line width: A brief review“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **17**, 233–236 (1977).
  - [108] L. Galatry, „Simultaneous Effect of Doppler and Foreign Gas Broadening on Spectral Lines“, *Phys. Rev.* **122**, 1218–1223 (1961).
  - [109] M. Lepère, „Line profile study with tunable diode laser spectrometers“, *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy* **60**, 3249–3258 (2004).
  - [110] C. D. Boone, K. A. Walker, P. F. Bernath, „Speed-dependent Voigt profile for water vapor in infrared remote sensing applications“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **105**, 525–532 (2007).
  - [111] H. Teichert, „Entwicklung und Einsatz von Diodenlaser-Spektrometern zur simultanen In-situ-Detektion von  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  in technischen Verbrennungsprozessen“, Dissertation, Universität Heidelberg (2003).
-

- 
- [112] L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. C. Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, u. a., „The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **110**, 533–572 (2009).
- [113] J. H. Dymond, K. N. Marsh, R. C. Wilhoit, K. C. Wong, „Introduction“, in *Virial Coefficients of Pure Gases*, M. Frenkel und K. N. Marsh, Hrsg., S. 1–22, Springer Verlag, Heidelberg, (2002).
- [114] A. F. Holleman, E. Wiberg, N. Wiberg, *Inorganic Chemistry*, Walter de Gruyter, (1995).
- [115] U. M. C. E. Mortimer, *Chemie: Das Basiswissen der Chemie*, Georg Thieme Verlag, (2010).
- [116] J. D. Dymond, R. C. Wilhoit, K. N. Marsh, *Virial Coefficients of Pure Gases and Mixtures*, 1. Aufl., K. N. Marsh und M. Frenkel, Hrsg., Springer Verlag, Heidelberg, (2003).
- [117] J. H. Dymond, K. N. Marsh, R. C. Wilhoit, „1 Introduction“, in *Virial Coefficients of Mixtures*, M. Frenkel und K. N. Marsh, Hrsg., S. 1–12, Springer Verlag, Heidelberg, (2003).
- [118] J. J. Moré, „The Levenberg-Marquardt algorithm: Implementation and theory“, in *Numerical Analysis*, G. A. Watson, Hrsg., S. 105–116, Springer Berlin Heidelberg, (1978).
- [119] J. Fitzer, „In-situ-Nachweis von Wasser in der Gasphase mit NIR-Diodenlasern“, Dissertation, Universität Heidelberg (1997).
- [120] K. Wunderle, „Neuartige Konzepte zur schnellen, räumlich aufgelösten Untersuchung der H<sub>2</sub>O-Grenzschichtdynamik einzelner Pflanzenblätter und ihrer Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit auf Basis hochempfindlicher 2.7µm-Laserhygrometer“, Dissertation, Universität Heidelberg (2010).
- [121] S. Hunsmann, S. Wagner, H. Saathoff, O. Möhler, U. Schurath, V. Ebert, „Messung der Temperaturabhängigkeit der Linienstärken und Druckverbreiterungskoeffizienten von H<sub>2</sub>O-Absorptionslinien im 1.4µm-Band“, *VDI-Berichte*, 149–164 (2006).
- [122] W. Gurlit, R. Zimmermann, C. Giesemann, T. Fernholz, V. Ebert, J. Wolfrum, U. Platt, J. P. Burrows, „Lightweight diode laser spectrometer CHILD (Compact High-altitude In-situ Laser Diode) for balloonborne measurements of water vapor and methane“, *Appl. Opt.* **44**, 91–102 (2005).
- [123] C. Lauer, „Aufbau und Validierung eines kalibrationsfreien, extraktiven 1.4 µm-Laserhygrometers für den Einsatz an der Aerosolkammer AIDA“, Dissertation, Universität Heidelberg (2007).
- [124] B. Buchholz, B. Kühnreich, H. Smit, V. Ebert, „Validation of an extractive, airborne, compact TDL spectrometer for atmospheric humidity sensing by blind intercomparison“, *Appl. Phys. B* **110**, 249–262 (2013).
- [125] S. Wagner, „Entwicklung und Aufbau eines Diodenlaserspektrometers zum Nachweis von CO für den Brandschutz“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- [126] M. Csele, *Fundamentals of Light Sources and Lasers*, John Wiley & Sons, (2011).
- [127] V. Ebert, S. A. Kaiser, A. Klein, C. Meffert, C. Schulz, O. Witzel, „In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie“, Zwischenbericht, Vorhaben Nr.998, Aif-Nr. 15970, Informationstagung Motoren, Herbsttagung 2010, Bamberg. Frankfurt: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) Heft R551, 85-109 (2010).
- [128] O. Witzel, A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz, V. Ebert, „High-speed tunable diode laser absorption spectroscopy for sampling-free in-cylinder water vapor concentration measurements in an optical IC engine“, *Appl. Phys. B* **109**, 521–532 (2012).
- [129] R. Reichle, C. Pruss, W. Osten, H. J. Tiziani, F. P. Zimmermann, C. Schulz, „UV-Endoskop mit diffraktiver Aberrationskorrektur für die Motorenentwicklung“, *Proc. DGaO* (2006).
- [130] F. Zimmermann, „New approaches for optical and microoptical diagnostics in IC engines“, Dissertation, Universität Heidelberg (2006).
- [131] E. Friesen, C. Gessenhardt, S. A. Kaiser, T. Dreier, C. Schulz, „In-cylinder temperature measurements via time-correlated single-photon counting of toluene laser-induced fluorescence through a fiber-based sensor“, *Opt. Lett.* **37**, 5244–5246 (2012).
- [132] E. Hecht, *Optik*, Oldenbourg Verlag, (2005).
- [133] J. Kashdan, B. Thirouard, „Optical Engines as Representative Tools in the Development of New Combustion Engine Concepts“, *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles* **66**, 759–777 (2011).
- [134] A. N. Sahagen, „Piezoresistive pressure transducer“, United States Patent, Patent-Nr. 5088329, 1990.

- 
- [135] M. Weinrich, *Ein Mittelwertmodell zur Thermomanagementoptimierung von Verbrennungsmotoren*, expert verlag, (2009).
- [136] G. Hohenberg, „Der Verbrennungsverlauf - ein Weg zur Beurteilung des motorischen Prozesses“, gehalten auf der 4. Wiener Motorensymposium, 1982, Düsseldorf, 71–88, VDI-Verlag.
- [137] P. W. Atkins, *Physikalische Chemie*, 2. vollst. neubearb. A., Wiley-VCH, (1996).
- [138] „NIST Standard Reference Database Number 69“, 2013, verfügbar unter <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.
- [139] M. Meywerk, *CAE-Methoden in der Fahrzeugtechnik*, Springer Verlag, Heidelberg, (2007).
- [140] S. S. Shapiro, M. B. Wilk, „An Analysis of Variance Test for Normality (Complete Samples)“, *Biometrika* **52**, 591–611 (1965).
- [141] L. A. Kranendonk, A. W. Caswell, S. T. Sanders, „Robust method for calculating temperature, pressure, and absorber mole fraction from broadband spectra“, *Appl. Opt.* **46**, 4117–4124 (2007).
- [142] L. A. Kranendonk, X. An, A. W. Caswell, R. E. Herold, S. T. Sanders, R. Huber, J. G. Fujimoto, Y. Okura, Y. Urata, „High speed engine gas thermometry by Fourier-domain mode-locked laser absorption spectroscopy“, *Opt. Express* **15**, 15115–15128 (2007).
- [143] J. T. C. Liu, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, „Wavelength modulation absorption spectroscopy with 2f detection using multiplexed diode lasers for rapid temperature measurements in gaseous flows“, *Appl. Phys. B* **78**, 503–511 (2004).
- [144] X. Zhou, J. Jeffries, R. Hanson, G. Li, E. J. Gutmark, „Wavelength-Scanned Tunable Diode Laser Temperature Measurements in a Model Gas Turbine Combustor“, *AIAA Journal* **45**, 6 (2007).
- [145] K. Sun, R. Sur, X. Chao, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, R. J. Pummill, K. J. Whitty, „TDL absorption sensors for gas temperature and concentrations in a high-pressure entrained-flow coal gasifier“, *Proc. Combust. Inst.* **34**, 3593–3601 (2013).
- [146] J. Nwaboh, O. Witzel, A. Pogány, O. Werhahn, V. Ebert, „On a standard approach for optical path length calibrations for use in IR-spectrometric gas analysis“, geplante Veröffentlichung (2013).
- [147] Physikalisch-Technische Bundesanstalt, „Kalibrierschein für Gasabsorptionszelle A3-G015, Kalibrierzeichen 50461 PTB 13“, 11.04.2013, .
- [148] *B\_LEAST*, Programm zur Datenauswertung bei Kalibrierungen und Bestimmungen nach der Maximum-Likelihood-Methode; Eigenentwicklung BAM, Dr. W. Bremser, .
- [149] N. Jacquinet-Husson, et al., „The GEISA spectroscopic database: Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **109**, 1043–1059 (2008).
- [150] R. A. Toth, „Linelists of water vapor parameters from 500 to 8000  $\text{cm}^{-1}$ “, 2004, verfügbar unter <http://mark4sun.jpl.nasa.gov/h2o.html>.
- [151] J. T. Kashdan, B. Thirouard, „A Comparison of Combustion and Emissions Behaviour in Optical and Metal Single-Cylinder Diesel Engines“, SAE Technical Paper 2009-01-1963 (2009).
- [152] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, Springer Verlag, Heidelberg, (2012).
- [153] H. Berns, W. Theisen, *Eisenwerkstoffe - Stahl und Gusseisen*, Springer Verlag, Heidelberg, (2008).
- [154] I. A. Stenhouse, D. R. Williams, J. B. Cole, M. D. Swords, „CARS measurements in an internal combustion engine“, *Appl. Opt.* **18**, 3819–3825 (1979).
- [155] P. Ortwein, „In situ Laserspektroskopie für Vergasungs- und Verbrennungsprozesse: Direkte Bestimmung absoluter Gaskonzentrationen und neuer Spektralparameter“, Dissertation, Universität Heidelberg (2011).
- [156] L. S. Rothman, I. E. Gordon, „HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2139–2150.
- [157] J. Wang, M. Maiorov, J. B. Jeffries, D. Z. Garbuzov, J. C. Connolly, R. K. Hanson, „A potential remote sensor of CO in vehicle exhausts using 2.3  $\mu\text{m}$  diode lasers“, *Meas. Sci. Technol.* **11**, 1576–1584 (2000).
- [158] X. Chao, J. B. Jeffries, R. K. Hanson, „Development of laser absorption techniques for real-time, in-situ dual-species monitoring ( $\text{NO}/\text{NH}_3$ ,  $\text{CO}/\text{O}_2$ ) in combustion exhaust“, *Proc. Combust. Inst.* **34**, 3583–3592 (2013).
-

- 
- [159] M. E. Webber, J. Wang, S. T. Sanders, D. S. Baer, R. K. Hanson, „In situ combustion measurements of CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O and temperature using diode laser absorption sensors“, *Proc. Combust. Inst.* **28**, 407–413 (2000).
- [160] M. Bargende, U. Köhler, F. Schwarz, U. Spicher, „Entwicklung eines allgemeingültigen Restgasmodells für Verbrennungsmotoren“, Abschlussbericht der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, FVV-Vorhaben Nr. 740, AiF-Nr. 12247.
- [161] H. Müller, H. Bertling, *Programmierte Auswertung von Druckverläufen in Ottomotoren*, Fortschrittsberichte der VDI Zeitschriften Reihe 6 Nr. 30, VDI-Verl., (1971).
- [162] J. W. Fox, W. K. Cheng, J. B. Heywood, „A Model for Predicting Residual Gas Fraction in Spark-Ignition Engines“, SAE Technical Paper 931025 (1993).
- [163] P. K. Senecal, J. Xin, R. D. Reitz, „Predictions of Residual Gas Fraction in IC Engines“, SAE Technical Paper 962052 (1996).
- [164] V. Ebert, S. A. Kaiser, A. Klein, C. Meffert, C. Schulz, O. Witzel, „In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie“, Abschlussbericht, Vorhaben Nr.998, AiF-Nr. 15970, Informationstagung Motoren, Frühjahrstagung 2013, Leipzig. Frankfurt: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV), Heft R990 (2013).
- [165] *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen*, 1. Aufl., Beuth Verlag GmbH, Berlin-Wien-Zürich.
- [166] *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, International Organisation for Standardisation, Geneva, Switzerland (1995).
- [167] *GUM Workbench Pro*, Version 2.4, Metrodata GmbH, .
- [168] „Tabelle mit Zustandssummen (HITRAN), parsum.dat“, verfügbar unter [www.cfa.harvard.edu/HITRAN/HITRAN2008/Global\\_Data/parsum.dat](http://www.cfa.harvard.edu/HITRAN/HITRAN2008/Global_Data/parsum.dat).
- [169] P. J. Mohr, B. N. Taylor, D. B. Newell, „CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010“, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1527–1605 (2012).
- [170] D. Lüdecke, C. Lüdecke, *Thermodynamik: Physikalisch-Chemische Grundlagen Der Thermischen Verfahrenstechnik*, Springer Verlag, Heidelberg, (2000).
- [171] L. S. Rothman, et al., „HITRAN2012“, Veröffentlichung erfolgt in Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Datenbank verfügbar unter <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN2012/>.
- [172] K.-U. Pleban, „Entwicklung glasfasergestützter NIR-Diodenlaserspektrometer mit schnellen Auswerteverfahren für die In-situ-Gasanalytik in der Müllverbrennung“, Dissertation, Universität Heidelberg (1998).
- [173] X. An, T. Kraetschmer, K. Takami, S. T. Sanders, L. Ma, W. Cai, X. Li, S. Roy, J. R. Gord, „Validation of temperature imaging by H<sub>2</sub>O absorption spectroscopy using hyperspectral tomography in controlled experiments“, *Appl. Opt.* **50**, A29–37 (2011).

---

# Wissenschaftlicher Werdegang

Der wissenschaftliche Werdegang ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

